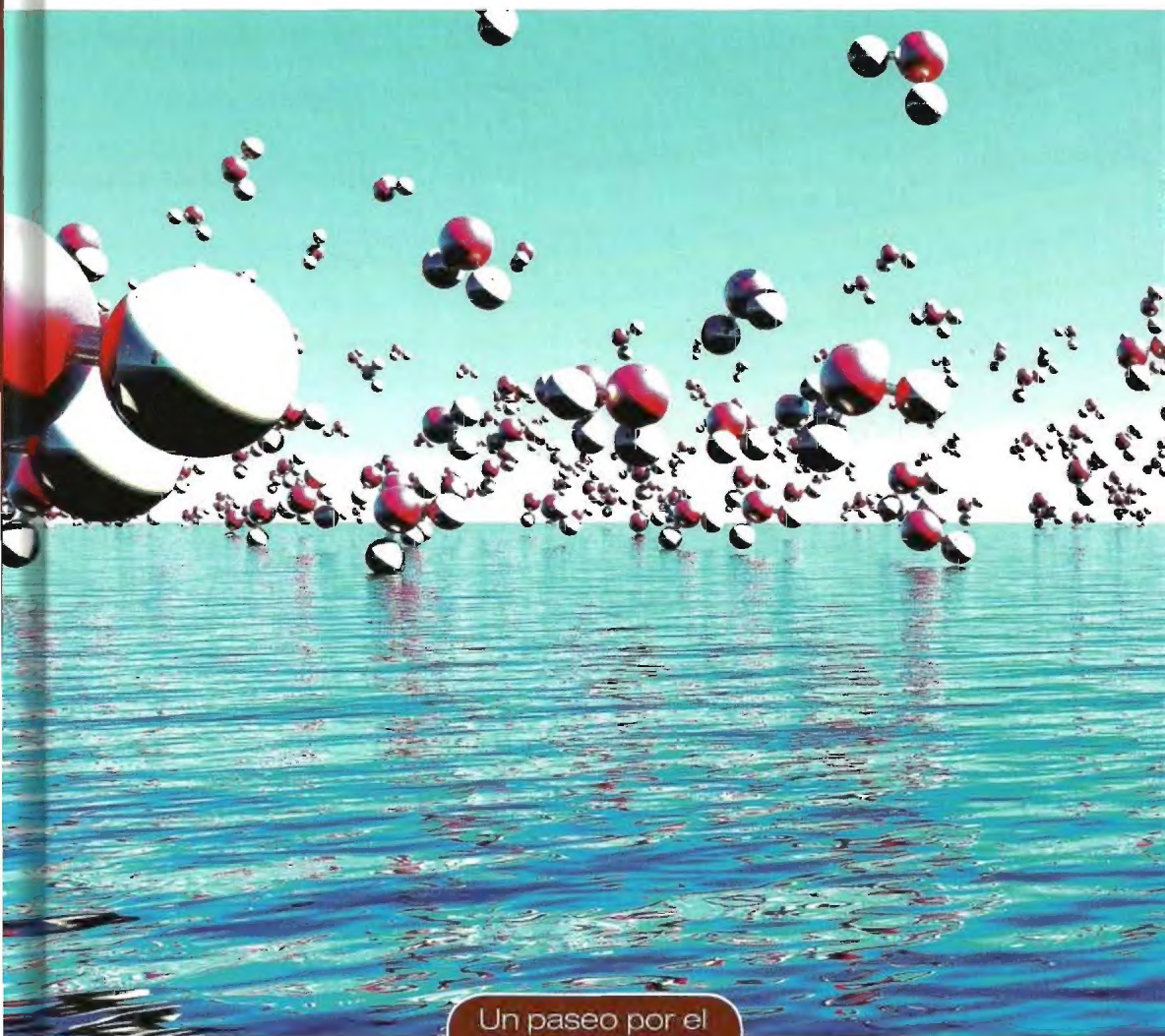


Información y entropía

La medida de lo no observado



Un paseo por el
COSMOS

EXLIBRIS Scan Digit



The Doctor y La Comunidad

Redigitalización: The Doctor

<http://thedoctorwho1967.blogspot.com.ar/>

<http://el1900.blogspot.com.ar/>

<http://librosrevistasinteresesanexo.blogspot.com.ar/>

<https://labibliotecadeldrmoeau.blogspot.com/>

Información y entropía

La medida de lo no observado

RBA

Imagen de cubierta: El agua del océano nos parece un continuo porque su naturaleza molecular escapa a la observación directa. La entropía cuantifica esta microestructura oculta.

Dirección científica de la colección: Manuel Lozano Leyva

© Álvaro Domínguez Álvarez por el texto
© RBA Contenidos Editoriales y Audiovisuales, S.A.U.
© 2016, RBA Coleccionables, S.A.

Realización: EDITEC

Diseño cubierta: Llorenç Martí

Diseño interior: tactilestudio

Infografías: Joan Pejoan

Fotografías: Archivo RBA: 65; CSIRO: 125b; IBM: 55; Janet Iwasa/MIT: 125a;
NASA/WMAP Science Team: 140-141; Rik57/Dreamstime.com: portada;
Bart van Overbeeke/Universidad Tecnológica de Eindhoven: 36.

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación puede ser reproducida, almacenada o transmitida por ningún medio sin permiso del editor.

ISBN: 978-84-473-8787-8

Depósito legal: B 24093-2016

Impreso y encuadernado en Rodesa, Villatuerta (Navarra)

Impreso en España - *Printed in Spain*

SUMARIO

INTRODUCCIÓN	7
CAPÍTULO 1	Energía: el motor del mundo 13
CAPÍTULO 2	Más allá del movimiento 27
CAPÍTULO 3	Entropía: lo que el ojo no ve 49
CAPÍTULO 4	La información se mide 93
CAPÍTULO 5	La información también se toca 121
LECTURAS RECOMENDADAS	153
ÍNDICE	155

Es una experiencia cotidiana que existen procesos irreversibles, esto es, procesos que suceden en un sentido pero no en el inverso: cualquiera ha visto alguna vez un vaso que cae de la mesa y se hace añicos o un huevo que se fríe en la sartén, pero nunca se ha observado que los trozos de cristal recompongan espontáneamente el vaso y este salte hacia la mesa, o que el huevo se «desfría» por sí mismo. Esta característica tan importante de los fenómenos naturales se debe reflejar de alguna forma en las leyes de la física, que condensan nuestro conocimiento sobre los aspectos más básicos del funcionamiento de la naturaleza. Y en efecto, la existencia de irreversibilidad se recoge en el denominado segundo principio de la termodinámica, que especifica que la entropía nunca puede disminuir; siempre aumenta o, a lo sumo, se mantiene invariable.

La entropía es posiblemente uno de los conceptos físicos que mayor atractivo poseen y que han motivado un mayor número de ensayos, también entre intelectuales más allá del mundo de la ciencia. La experiencia cotidiana facilita, a través de los sentidos del ser humano, la adquisición de al menos una versión primitiva de conceptos propios de la mecánica, como velocidad, masa o

fuerza. No se da una situación equivalente para la entropía, lo cual ha contribuido a dotar a esta noción de cierto misterio o a rodearla de un misticismo infundado. En este sentido comparte una situación quizá comparable a la de muchas ideas características de la mecánica cuántica, para cuyo entendimiento son poco útiles nuestras imágenes mentales intuitivas.

El concepto de energía (de la raíz griega *ergon*, con el significado de «trabajo») apareció en la teoría del movimiento de los cuerpos bajo la acción de fuerzas (mecánica), desarrollada por Newton a finales del siglo xvii. Además de representar un concepto más fundamental que el de fuerza, verificaba un principio de conservación. Esta magnitud adquirió relevancia tecnológica durante la Revolución industrial con el desarrollo de las máquinas térmicas (locomotoras de vapor, motores de combustión), que transformaban un tipo de energía (calor) en otro (trabajo útil). Este hecho impulsó la aparición, durante el siglo xix, de la termodinámica como disciplina diferenciada de la mecánica y concernida con el estudio del calor como forma de energía. Además de incorporar la noción de energía, apareció en la termodinámica la idea de entropía (de la raíz griega *tropé*, que significa «cambio, transformación»). Fue introducida en 1865 por Rudolf Clausius a partir de las nociones de calor y temperatura y entraba en pie de igualdad con la energía en el formalismo de la termodinámica. Ambos conceptos jugaban un papel esencial, pudiéndose entender como etiquetas: cada estado de equilibrio de un sistema físico estaba etiquetado por los valores de su energía y de su entropía, respectivamente. Estas etiquetas permitían entonces caracterizar el tipo de procesos que sucedería en un sistema aislado, esto es, supuesto desconectado de y sin relación con el resto del universo. Un proceso en estos sistemas que empezase en un estado de equilibrio y acabase en otro solo era posible si se daban dos condiciones: que el valor de la etiqueta «energía» fuese el mismo en ambos estados (primer principio de la termodinámica o principio de conservación de la energía), y que el valor final de la etiqueta «entropía» fuese mayor o igual que el valor inicial (segundo principio de la termodinámica o principio de aumento de la entropía). En este sentido, la entropía

de un sistema aislado siempre tendía a crecer y de esta manera se incorporaba la existencia de irreversibilidad como una ley física. Y, volviendo al problema más práctico motivacional de la termodinámica, el segundo principio conducía también a la conclusión ineludible de que la eficiencia máxima de cualquier máquina térmica era menor del 100%, sin importar cuán inteligentemente se diseñara.

Por otra parte, la teoría atómica de la materia implicaba que a un nivel fundamental debía ser posible explicar todas las propiedades de la materia en términos del movimiento de los átomos y de las fuerzas que se ejercían: en definitiva, en términos puramente mecánicos. Tanto el concepto de energía como su conservación estaban bien fundamentados en las leyes mecánicas de evolución. Resultaba natural indagar sobre el correlato mecánico de la entropía y buscar una explicación mecánica para el principio de aumento de la entropía. Aunque esta tarea abarcó varias décadas del siglo xx, los trabajos de, sobre todo, Ludwig Boltzmann hacia finales del siglo xix proporcionaron las claves. La entropía, al contrario que la energía, no era una propiedad de cada estado mecánico, sino que se refería a un conjunto de estados mecánicos: la entropía era una medida de cuánto detalle descriptivo se perdía al saltar desde el punto de vista atómico y exhaustivo de la mecánica hasta la perspectiva macroscópica propia de un observador que aplica la termodinámica y no tiene acceso a distinguir los átomos individualmente.

El principal punto de tensión entre la mecánica y la termodinámica radicaba en que todas las leyes mecánicas eran reversibles, de manera que según ellas podía ocurrir tanto un proceso (el vaso se rompe en muchos trozos) como el inverso (los pedazos recomponen el vaso). El segundo principio de la termodinámica permitía, por el contrario, definir un sentido del tiempo, aquel en que aumentaba la entropía (la denominada «flecha del tiempo entrópica»). La resolución de la tensión se cimentó sobre tres pilares: que los sistemas macroscópicos tienen un número enorme de átomos, que las leyes de la mecánica no privilegian ningún tipo de estado mecánico, y que el universo comenzó en un estado particular de entropía baja. Como consecuencia, el

principio de aumento de la entropía era una cuestión de escalas y de probabilidades: al recurrir al nivel macroscópico de descripción, existían muchísimas más opciones de observar un aumento de entropía que una disminución (los pedazos de cristal no recomponían el vaso porque estuviese prohibido, sino porque era un suceso muy improbable). Este resultado mostraba que el segundo principio de la termodinámica era, por su carácter probabilista, una ley de tipo muy diferente a las leyes deterministas de la mecánica: mientras que estas últimas, en su rango de aplicación, se verificaban con certeza absoluta, el segundo principio se cumplía solo con una probabilidad elevada.

A mediados del siglo xx, Claude Shannon elaboró una teoría que presentaba la información como una magnitud cuantificable y objetivable. Su trabajo estuvo motivado por el análisis de la transmisión de mensajes a través de líneas de comunicación de telefonía y telegrafía, pero descubrió una relación inesperada: la cantidad de información transportada por un mensaje venía dada por una relación matemática análoga a la expresión de la entropía. Al fin y al cabo, según la interpretación mecánica de la entropía termodinámica, esta era una medida del grado de ignorancia de un observador sobre el estado microscópico o, en otras palabras, sobre la cantidad de información que podría ganar al saber cuál era ese estado microscópico preciso. Esta relación, aunque de índole fundamentalmente matemática, sirvió para ganar una perspectiva nueva sobre la entropía y la descripción termodinámica: los estados de equilibrio de los sistemas físicos y, por tanto, con la entropía máxima, correspondían a aquellos en los que la descripción realizada por un observador macroscópico exhibía la ignorancia máxima sobre el verdadero estado microscópico del sistema.

Sin embargo, la conexión que verdaderamente sirvió para anclar la noción de información en el marco de la física y que amplió el ámbito de aplicación del concepto de entropía provino del estudio de los sistemas de procesamiento de información, es decir, de los computadores. La información no era un ente etéreo, sino que se almacenaba en sistemas materiales regidos por las leyes de la física y se transmitía de un lugar a otro por medios

físicos, por ejemplo, radiación electromagnética. Los trabajos sobre todo de Rolf Landauer y Charles H. Bennett mostraron que trabajar con la información no costaba nada, pero olvidarla sí: en la situación ideal era posible procesar información (esto es, transmitirla, copiarla, realizar computaciones con ella) sin consumo energético alguno excepto por el proceso de borrado de la información, que requería un gasto energético mínimo como consecuencia del segundo principio de la termodinámica. Los físicos ya podían espetar que los constituyentes del universo eran materia, energía e información sin provocar arqueos de ceja.

Recientemente se ha encontrado una relación entre entropía, información y geometría totalmente inesperada basada en la «termodinámica de los agujeros negros». Un agujero negro es una región del espacio-tiempo donde la gravedad es tan intensa que nada, sea materia o radiación, puede escapar de ella. Pues bien, se conjetura que la entropía de un agujero negro se debe a la información sobre el estado físico de toda la materia y radiación que ha llegado a formar parte del mismo; esta información, a su vez, queda concentrada en la superficie del agujero negro y no en su volumen como sucede con los sistemas físicos en los que rige la termodinámica «normal». Esta relación ha inspirado el denominado principio holográfico, una conjetura que, de ser cierta, implicaría que nuestro universo cuatridimensional sería una ilusión, reflejo de una dinámica más fundamental restringida a lo que correspondería al borde tridimensional del universo. Estas especulaciones teóricas pertenecen al frente más avanzado de la investigación actual sobre los fundamentos de la naturaleza; con sus ciento cincuenta años de existencia, la idea de entropía desempeña un papel relevante también ahí.

Energía: el motor del mundo

El éxito de la mecánica en la comprensión del universo sentó las bases de la visión mecanicista moderna. Entre los resultados más fundamentales se cuentan el concepto de energía, que desplazó en relevancia al más primigenio de fuerza, así como el principio de conservación de la energía.

A finales del siglo XVII, Isaac Newton desarrolló una teoría para explicar el movimiento de los cuerpos celestes observables en la época (la Luna, los planetas y los satélites descubiertos en órbita alrededor de los mismos). Esta teoría contenía tres ingredientes principales que a su vez representaban los aspectos más novedosos respecto a las teorías propuestas hasta la fecha. El primer ingrediente eran las *leyes del movimiento*, que especifican cómo se mueve una masa bajo la acción de fuerzas dadas. El segundo ingrediente era una forma específica para la fuerza que se ejercen dos cuerpos celestes, la denominada *ley de gravitación universal*. El tercer y último ingrediente fue el desarrollo de unas originalísimas técnicas de cálculo matemático para resolver las ecuaciones que describen el movimiento de los cuerpos deducidas de los dos ingredientes previos.

Es difícil exagerar la relevancia de esta teoría para el conocimiento humano sobre el funcionamiento del cosmos, así como el mérito del trabajo de Isaac Newton. (En este sentido, la actividad de Newton fue en todo punto comparable a la de un referente más moderno, como es Albert Einstein y sus teorías de la *relatividad especial y general*.) Las leyes del movimiento enunciadas

por Newton forman la base conceptual de la disciplina que hoy en día se conoce como *mecánica newtoniana*. Las herramientas matemáticas que Newton desarrolló constituyeron el germen del

Si una inteligencia conociera en un cierto momento todas las fuerzas que mantienen la naturaleza en movimiento y todas las posiciones de todos los componentes de la naturaleza..., para ese intelecto el futuro se le aparecería ante sus ojos como lo hace el pasado.

PIERRE-SIMON LAPLACE

cálculo integral y diferencial (aunque estas mismas herramientas fueron elaboradas simultánea e independientemente por Gottfried Wilhelm Leibniz, y de hecho son la nomenclatura y notación propuestas por este último las que se impusieron). Y la ley de gravitación universal permitió racionalizar y explicar las observaciones astronómicas de los movimientos planetarios. Además de todo esto, el paradigma propuesto por Newton representó un avance conceptual respecto

a todo lo anterior en la medida en que postulaba unas leyes que eran *cuantitativas* e igualmente válidas tanto en la Tierra como en los cielos. Esta última es una hipótesis que damos por descontado hoy en día pero que no es trivial: en virtud de la misma, podemos inferir propiedades de los objetos astronómicos a partir del análisis de las observaciones mediante el uso de leyes físicas deducidas y corroboradas con experimentos realizados en laboratorios terrestres.

La mecánica newtoniana permitía explicar todas las observaciones sobre el movimiento de los planetas. Más aún, ofrecía predicciones falsables, lo cual es justamente lo que distingue una teoría científica de las de carácter no científico. Una de las primeras predicciones fue la del regreso del cometa Halley al conjugar las observaciones previas del cuerpo con las leyes de la mecánica de Newton. Los estudiosos de los siglos posteriores extendieron el ámbito de aplicación de la mecánica newtoniana y expandieron el formalismo matemático asociado, cosechando un éxito tras otro. Quizás el más llamativo fue la predicción de la existencia de un planeta aún no descubierto (el que sería denominado Neptuno) a partir de las discrepancias entre el movimiento observado del planeta Urano y el movimiento esperado

según los cálculos teóricos. El éxito de las explicaciones y predicciones derivadas de la mecánica reforzó la visión determinista-mecanicista de la naturaleza, que en lo esencial se ha mantenido hasta la fecha en la física: todos los fenómenos naturales podían acabar reduciéndose a y explicándose en términos de fuerzas y los movimientos que causan.

LA ENERGÍA SE PUEDE ALMACENAR

La energía es uno de los conceptos nuevos que emergieron de la mecánica recién formulada por Newton y que ha resultado ser excepcionalmente fructífero para nuestra comprensión de la naturaleza. De hecho, en las teorías más fundamentales, la noción más intuitiva de fuerza juega un papel subordinado en favor del concepto más abstracto de energía, siendo posible deducir aquella de esta. En este sentido se puede afirmar que no son las fuerzas las que mueven el mundo: en el fondo, la energía es el motor. La idea clave que establece la conexión entre fuerza y energía es el *trabajo*. Esta cantidad se define simplemente como el producto del desplazamiento de un cuerpo por la fuerza que actúa sobre él en la dirección del desplazamiento. Por ejemplo, al lanzar una pelota, la fuerza de gravedad, es decir, su peso, realiza un trabajo en contra del desplazamiento mientras la pelota sube, y a favor cuando cae. O cuando arrastramos una masa sobre una superficie, nuestra fuerza realiza un trabajo, tanto mayor cuanto más lejos se desplaza la masa. Si se desprecia por simplicidad la fricción del aire o el rozamiento con la superficie, el efecto del trabajo se refleja en un cambio de la velocidad del cuerpo, que aumenta o disminuye según el trabajo se realiza a favor o en contra del movimiento. Como descubrió originalmente para el ejemplo de la pelota, Leibniz, coetáneo de Newton, se pueden introducir una magnitud denominada *energía cinética*, que es básicamente una medida de la velocidad, y una magnitud denominada *energía potencial*, que depende de la posición del cuerpo y es básicamente el trabajo que realiza la fuerza, de tal manera que la suma de ambas, denominada *energía mecá-*

nica, es constante en el tiempo, esto es, se dice que la energía mecánica se conserva. En la mecánica newtoniana original, el movimiento de las masas se conceptualiza como cambios en la velocidad de desplazamiento debido al efecto de las fuerzas. En la formulación alternativa basada en la energía, el movimiento se entiende como transformación de energía cinética en potencial y viceversa, de manera que la suma se mantiene constante: en lugar de afirmar que «la velocidad de la pelota cambia porque actúa la fuerza de gravedad sobre ella», se dice que «la energía cinética de la pelota cambia porque lo hace su energía potencial gravitatoria».

Se puede entender la energía potencial como un «depósito» donde se «almacena» la energía cinética, la cual está disponible para ser aprovechada. En el ejemplo de la pelota, esta puede estar unida mediante una cuerda a una dinamo, de forma que, al caer, su energía potencial gravitatoria se convierte en cinética, y esta a su vez en eléctrica (la cual se puede emplear para realizar multitud de tareas mediante el dispositivo eléctrico o electrónico adecuado). Se puede pensar de manera alternativa como sigue: si elevamos la pelota una cierta altura ejerciendo una fuerza exactamente igual a su peso pero de sentido contrario, la velocidad no cambia (ni por tanto la energía cinética). Lo que ocurre es que el trabajo que hemos realizado compensa exactamente el efectuado por la gravedad; en otras palabras, nuestro trabajo queda «almacenado» en forma de energía potencial y se puede emplear para otras tareas en cuanto se suelta la pelota. Así pues, la energía potencial representa el trabajo que se *podría ganar* del simple hecho de que la pelota tiene una determinada posición en el campo de fuerza gravitatoria de la Tierra.

Gracias al concepto de energía potencial es posible deducir la fuerza que actúa sobre un cuerpo, completando así la transición de una formulación de la mecánica basada en fuerzas a otra basada en energías. Si un cuerpo inicialmente en reposo experimenta una fuerza, su velocidad tiende a aumentar en el sentido de la fuerza; en lenguaje «energético» se dice que su energía cinética se incrementa y, por tanto, su energía potencial

LA ENERGÍA POTENCIAL GRAVITATORIA

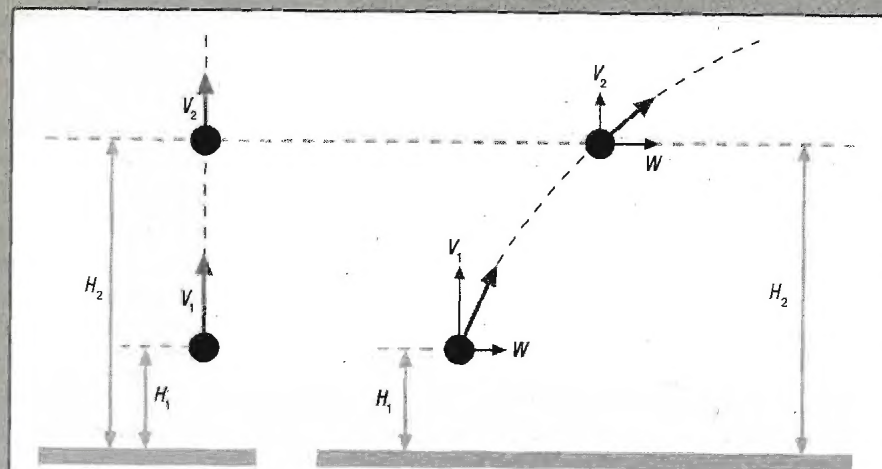
Si una pelota de masa M se desplaza con una velocidad vertical V , entonces se define la energía cinética como $K = MV^2/2$. Por otra parte, cuando la pelota se encuentra a una altura H , su energía potencial es $U = MgH$, donde $g = 9,8 \text{ m/s}^2$ es la aceleración de la gravedad. La energía mecánica es, por tanto,

$$E = K + U = \frac{1}{2}MV^2 + MgH.$$

Quando la pelota se desplaza (véase la figura), tanto V como H cambian, pero de tal forma que la cantidad E es constante (despreciando el efecto de rozamiento del aire). Puede verse por la forma de la expresión de E que si H aumenta, V disminuye, esto es, la pelota perderá velocidad al subir, de acuerdo con la descripción del movimiento en términos de fuerzas.

Vuelo parabólico

La energía potencial no depende de la trayectoria seguida por la pelota, sino de los puntos inicial y final. Si al lanzarla se le imprime además una velocidad W en la dirección horizontal, describirá una parábola, pero la expresión de la energía mecánica que relaciona la altura con la velocidad vertical sigue siendo válida. La componente horizontal de la velocidad no cambia ni afecta al razonamiento energético porque la gravedad no realiza trabajo en desplazamientos horizontales.



V es la velocidad vertical. H es la altura. W es una componente de velocidad en dirección horizontal. Cuando la pelota se desplaza, tanto V como H cambian. Si H aumenta, V disminuye. En la situación de la derecha, que cuenta con la acción de W a diferencia de la situación de la izquierda, la pelota sigue una trayectoria parabólica, pero la expresión de la energía mecánica que relaciona V con H continúa siendo válida.

se reduce. Así, una fuerza actúa en el sentido de intentar disminuir la energía potencial del cuerpo, siendo la magnitud de la fuerza tanto más grande cuanto mayor sea esta disminución. En un sentido bastante literal, podemos imaginarnos la energía potencial como un paisaje montañoso (figura 1), de manera que la fuerza crece con la pendiente de la ladera y tiende a arrastrar el cuerpo lejos de las cumbres y hacia los valles para reducir su energía potencial. Por ejemplo, una pelota solo cambia su energía potencial gravitatoria en desplazamientos verticales, esto es, cuando cambia su altura. Por tanto, la fuerza gravitatoria que actúa sobre ella no tiene componente horizontal, solo vertical, y además dirigida hacia abajo, que es el sentido en el que la energía cinética de la pelota aumenta y, por consiguiente, se reduce la potencial. En este ejemplo tan sencillo no hay mucha diferencia entre usar la descripción basada en fuerzas o en energías. Sin embargo, la descripción «energética» proporciona



un marco conceptual más amplio que constituye la base de las teorías más modernas sobre los componentes fundamentales de la naturaleza.

Según fueron integrándose en el formalismo de la mecánica otras fuerzas fundamentales más allá de la gravitatoria (por ejemplo, la fuerza entre cargas eléctricas o las fuerzas nuclea-

La energía es un concepto muy sutil. Es muy difícil entenderlo bien.

RICHARD FEYNMAN

res), el principio de conservación de la energía mecánica fue ampliando su validez mediante el procedimiento de identificar la energía potencial asociada a esas nuevas fuerzas. Así pues, este principio es completamente general: en un sistema de muchas masas la energía mecánica total es la suma de las energías cinéticas y las energías potenciales asociadas a las fuerzas, y durante la evolución dinámica del sistema un tipo de energía se convierte en otro y viceversa, manteniéndose su suma constante. Hoy en día se sabe que este principio se puede entender como consecuencia de simetrías básicas de la naturaleza y constituye un ingrediente irrenunciable de las teorías más fundamentales.

EN EQUILIBRIO CON MÍNIMA ENERGÍA

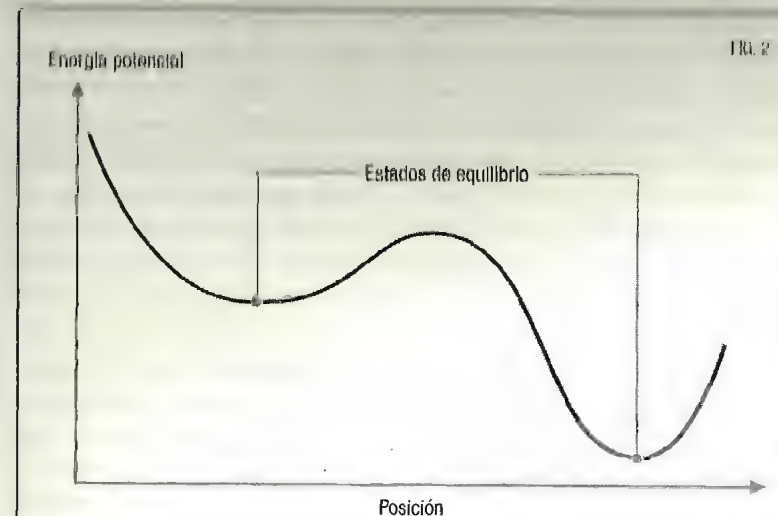
Si la fuerza actúa en el sentido de intentar disminuir la energía potencial del cuerpo, ¿qué ocurre si esta última no puede disminuir más porque ya se encuentra en un punto de energía potencial mínima, esto es, en un valle del paisaje de energía potencial mostrado en la figura 2? Pues que la fuerza debe ser nula. Por otra parte, la energía cinética es mínima (es cero de hecho) cuando el cuerpo está en reposo porque su velocidad es nula. Por tanto, el *estado de equilibrio* mecánico, definido como la ausencia de movimiento del cuerpo y de fuerzas que lo pongan en movimiento, se puede caracterizar de manera sencilla como aquel estado de energía mecánica mínima.

Esta conclusión se debe precisar para tener en cuenta las *ligaduras* que restringen el movimiento. Por ejemplo, la pelota no puede caer más bajo que el nivel del suelo, así que su estado de

equilibrio es permanecer en reposo sobre él, aunque su energía potencial debida a la gravedad se podría hacer más pequeña si se aproximara aún más al centro de la Tierra. En este caso, el suelo juega el papel de una ligadura que limita el movimiento posible de la pelota. Las ligaduras permiten pues controlar en cierta medida cuál será el estado de equilibrio y, de hecho, se puede conseguir que cualquier posición sea un estado de equilibrio mediante la elección apropiada de las ligaduras (figura 3). Por ejemplo, si la pelota se dispone para que se deslice sobre un plano inclinado, su estado de equilibrio puede ser una altura cualquiera dada, según dónde se coloque una pared vertical que impida el descenso de la pelota a lo largo del plano. Por tanto, el estado de equilibrio se define con mayor propiedad en términos del valor mínimo de la energía que es compatible con las ligaduras.

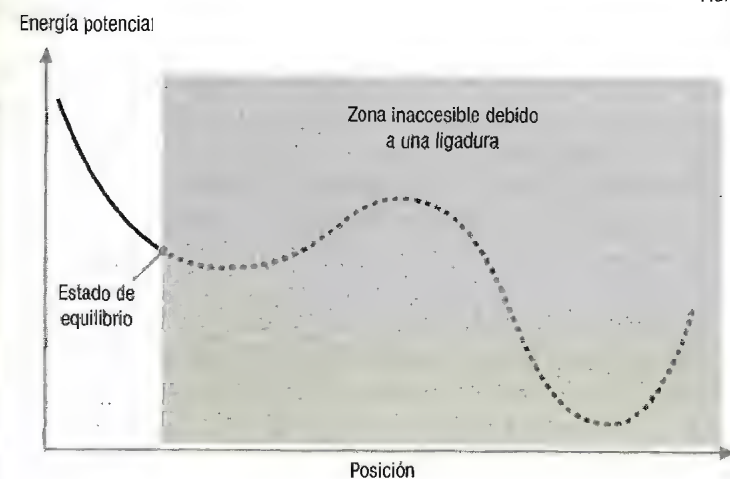
Como consecuencia de este control, la manipulación de las ligaduras también permite inducir evolución en el tiempo en la medida en que cambios en las ligaduras alteran los estados de equilibrio. Si la pelota sobre el plano inclinado se mantiene a cierta altura en virtud de una pared, la eliminación de esta provoca que la pelota comience a rodar hacia abajo en busca del nuevo estado de equilibrio.

Aunque el marco teórico basado en la conservación de la energía mecánica es muy útil, existe un aspecto que requiere consideración especial. Dejemos caer la pelota a lo largo del plano inclinado desde cierta altura y desde el reposo (velocidad inicial nula), de forma que su energía mecánica inicial es solo potencial porque la energía cinética es nula. La experiencia nos permite predecir que el estado final de la pelota será su posición de equilibrio junto a la pared o en el suelo (esto es, a la mínima altura compatible con las ligaduras). En este estado de equilibrio su energía mecánica es de nuevo solo potencial, pero menor que al principio. ¿Qué ha ocurrido con la energía que falta? La explicación es que existen fuerzas de rozamiento (con el aire y con el suelo) que realizan trabajo durante el movimiento de la pelota y, por tanto, alteran su energía cinética. Por ejemplo, una observación familiar es que la resistencia que ofrece el aire al movimiento de un cuerpo es tanto mayor cuanto más grande es la ve-



Las posiciones correspondientes a los estados de equilibrio mecánico se identifican con los «valles» en el paisaje de energía potencial, donde el valor de esta es un «mínimo local».

FIG. 3



De manera más general, en presencia de ligaduras que restringen el movimiento, el estado de equilibrio corresponde al valor mínimo de la energía potencial compatible con las ligaduras.

leidad del mismo. Sin embargo, al contrario que fuerzas como la gravitatoria o la eléctrica, estas fuerzas de rozamiento no se pueden describir en términos de una energía potencial porque siempre hacen trabajo en contra del movimiento, nunca a favor: así pues, no puede tener sentido imaginar que el trabajo queda de alguna forma «almacenado» en una energía potencial de la que se podría recuperar. Por el contrario, las fuerzas de rozamiento provocan que la energía se disipe en forma de calor hacia el entorno (la atmósfera, el suelo). Pensemos simplemente en la experiencia de frotar enérgicamente las manos: toda la energía cinética asociada al movimiento de las manos se disipa como calor que eleva la temperatura de la superficie de las mismas. En estas circunstancias, ¿es posible salvar el principio de conservación de la energía mecánica mediante una reformulación apropiada, en analogía con lo ocurrido en la mecánica cada vez que se ha incorporado una nueva fuerza al formalismo? Y si es así, ¿en qué medida la energía que se disipa en forma de calor se puede decir que queda «almacenada» en el entorno y disponible para realizar trabajo útil? ¿Sigue siendo posible especificar los estados de equilibrio de un sistema físico como una condición de mínimo de alguna magnitud?

Las fuerzas de rozamiento ponen de manifiesto además otro aspecto: mientras que el principio de conservación de la energía mecánica permite tanto un movimiento como el inverso (la pelota puede subir mientras se transforma energía cinética en potencial, o puede bajar y convertir energía potencial en cinética), la disipación solo sucede en un sentido (el aire siempre tiende a frenar la pelota en su movimiento, sea hacia arriba o hacia abajo) y representa por ello un *proceso irreversible* en el tiempo. La mayoría de los procesos naturales cotidianos son de este tipo; más aún, en los casos extremos ni siquiera existe movimiento patente: por ejemplo, cuando se coloca un cubito de hielo en reposo dentro de un vaso de agua a la intemperie en un día caluroso, el sistema evoluciona hacia un vaso con más agua líquida y más fría que inicialmente, pero en ningún momento se observan desplazamientos que se puedan intentar describir con las leyes del movimiento de la mecánica.

Resulta pues evidente que los fenómenos que involucran el calor desbordan la descripción mecánica de la naturaleza derivada de la teoría de Newton. Surge la necesidad de desarrollar un marco conceptual más amplio que permita incorporar estos fenómenos así como definir de manera precisa el concepto de calor.

Más allá del movimiento

La fenomenología asociada al calor conduce a la termodinámica, una disciplina ajena a la mecánica. Emerge el concepto fundamental de entropía, formalmente en pie de igualdad con la energía. Juntos determinan qué procesos naturales son posibles y cuáles nunca se dan.

El concepto mecánico de energía, y sobre todo, la noción de «almacenamiento» de energía para su uso posterior, desbordaron el ámbito de la teoría y adquirieron una relevancia práctica al albor de la Revolución industrial con la invención de las máquinas térmicas, como las locomotoras de vapor o los motores de combustión, que transformaban calor en trabajo útil para desplazar cargas. Se convirtió en un asunto de gran relevancia entender los principios básicos de funcionamiento de estas máquinas con vistas a optimizar su eficiencia. Estas cuestiones ingenieriles impulsaron durante el siglo *xix* el desarrollo de la *termodinámica*. El estudio del calor y de su relación con el concepto de energía cristalizó a principios del siglo *xx* en una formulación de la termodinámica abstracta y simple, basada en los conceptos fundamentales de *energía interna* y *entropía*. La sencillez formal y el rango de aplicación tan amplio y general convierten la termodinámica en una disciplina particularmente bella y robusta de la física.

La termodinámica se aplica a un *sistema físico*, un concepto extremadamente amplio definido simplemente como una parte cualquiera del universo: el ejemplo prototípico es el de un gas encerrado en un pistón, pero también una botella llena de líqui-

do, un trozo de imán, todo el contenido de una habitación cerrada (incluyendo la luz y la radiación atrapadas en su interior), una persona... Esta flexibilidad permite considerar la «composición»

La termodinámica es la única teoría física de contenido universal sobre la que estoy convencido de que, dentro del marco de aplicabilidad de sus conceptos, nunca se abandonará.

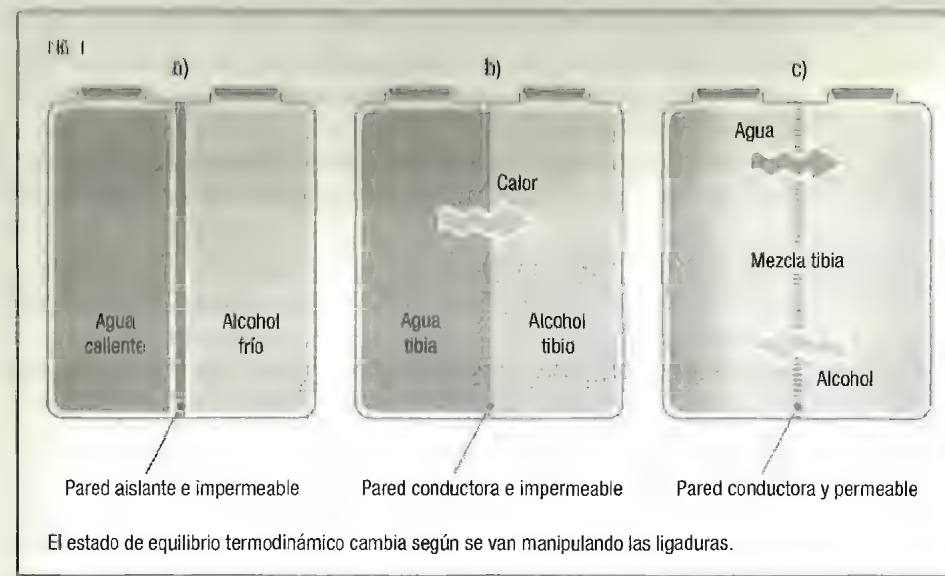
ALBERT EINSTEIN

de sistemas: dos sistemas termodinámicos juntos forman uno nuevo, un sistema termodinámico compuesto. Así, si la botella, el imán y la persona se introducen en la habitación cerrada, esta última adquiere la consideración de un sistema termodinámico nuevo y diferente de la habitación cerrada original. Los únicos requisitos

que se le exigen a un sistema termodinámico es que sea macroscópico (es decir, que esté formado por un número enorme de átomos), pero no tan grande como para que la gravedad generada por el sistema sea relevante (esto es, se excluyen planetas, estrellas y objetos mayores).

Los sistemas físicos interactúan entre sí, lo cual se describe en termodinámica mediante la noción de «pared». Así, una pared térmicamente aislante impide el paso de calor; una pared móvil (como la de un pistón) permite realizar trabajo sobre el sistema (en cuanto hay desplazamiento se pueden aplicar conceptos de la mecánica); y una pared porosa permite que pasen ciertos compuestos químicos pero no otros. En definitiva, las paredes juegan el papel de las ligaduras de la mecánica, pues controlan el tipo de procesos que pueden ocurrir y los estados de equilibrio que se pueden dar.

Consideremos por ejemplo un sistema compuesto formado inicialmente por un recipiente con agua caliente y otro con alcohol frío. Las ligaduras iniciales son que ambos recipientes están separados mutuamente por una pared térmicamente aislante e impermeable, y aislados del resto del mundo (figura 1a). El sistema se encuentra en una configuración inicial de equilibrio porque su estado no cambia en el tiempo. Si se manipula la pared que separa los líquidos para permitir el paso de calor (pero no de materia), el estado inicial (los líquidos no mezclados y a distintas temperaturas) deja de ser de equilibrio y el sistema compuesto



evoluciona hacia el nuevo equilibrio (los líquidos no mezclados pero a la misma temperatura tibia) mediante el intercambio de calor (figura 1b). Si a continuación se modifica de nuevo la pared para permitir el flujo de los líquidos, este estado deja de ser de equilibrio y el sistema compuesto evoluciona hacia el nuevo estado de equilibrio en el que el agua y el alcohol están mezclados y a la misma temperatura (figura 1c).

Una configuración de las ligaduras particularmente relevante es la que conduce al denominado *sistema aislado*, el cual representa el caso extremo en el que las paredes le impiden interactuar de ninguna forma con el mundo exterior y solo son posibles interacciones entre partes del mismo. La consideración de sistemas aislados no es tan restrictiva como pudiera parecer: si el sistema no está aislado, se considera un sistema compuesto por el sistema original y todos los demás sistemas del mundo externo con los que interactúa. Entonces el sistema compuesto sí estará aislado, y las paredes que definían cómo el sistema original se relacionaba con el mundo se convierten en paredes internas que determinan cómo una parte del sistema compuesto

se relaciona con otra. En consecuencia, a efectos de la termodinámica un sistema aislado sería un universo en sí mismo y cualquier afirmación de la termodinámica sobre sistemas aislados tiene carácter general.

Así pues, mediante la manipulación de las ligaduras impuestas por paredes, se inducen procesos en el sistema en la medida en que un estado inicial deja de ser de equilibrio y aparece otro diferente hacia el cual el sistema evoluciona. Es importante destacar que la termodinámica no se ocupa propiamente de procesos de evolución en el tiempo. Permite predecir el estado de equilibrio final cuando se alteran las ligaduras, pero no proporciona detalles sobre cómo evoluciona el sistema desde el equilibrio inicial al final. En el ejemplo previo del agua y el alcohol, se puede provocar el proceso de mezcla mediante un orificio microscópico en la pared que permita la difusión lenta de un líquido en el otro, o también se puede inducir un proceso rápido de mezcla eliminando de golpe toda la pared y dejando que los líquidos fluyan. A pesar de las diferencias, ambos procedimientos conducen al mismo estado de equilibrio final. En este sentido, la denominación «termodinámica» puede conducir a confusión: aunque motivada por razones históricas, el término *termostática* captura de manera más idónea la comprensión moderna de la disciplina. (Algunos autores utilizan la denominación «termodinámica del equilibrio» para enfatizar este aspecto.) La termodinámica solo puede hacer afirmaciones sobre un proceso pertinentes a los estados de equilibrio de partida y de llegada.

PROCESOS PROHIBIDOS

La definición precisa de calor como magnitud medible, así como la respuesta a la pregunta de si se conserva la energía incluso en presencia de fenómenos de disipación, es el *primer principio de la termodinámica*: cada estado de equilibrio de un sistema físico posee un valor de una cierta cantidad U denominada *energía interna*, que se caracteriza por las siguientes dos propiedades:

1. La energía interna es *aditiva*: cuando se constituye un sistema compuesto, la energía interna del mismo es la suma de las energías de sus partes.
2. La energía interna se conserva: en un sistema aislado el valor de U es siempre el mismo, sin importar cómo se manipulen las ligaduras internas.

Se puede entender la energía interna como una etiqueta para los estados de equilibrio que permite predecir qué procesos estarán prohibidos. Así, una consecuencia importante de la segunda propiedad es que si α y β denotan dos estados de equilibrio del sistema con diferente valor de la etiqueta «energía interna» ($U_\alpha \neq U_\beta$), entonces no existen procesos que lleven de uno a otro mientras el sistema se mantiene aislado.

Esto no significa que nunca se pueda dar el proceso que lleva del equilibrio α al β , sino simplemente que para que suceda el sistema debe dejar de estar aislado e interactuar con el mundo externo. Una forma de alterar el valor de la energía interna desde U_α hasta U_β es que el entorno del sistema realice trabajo al inducir desplazamientos de algún tipo. Por ejemplo, el desplazamiento de la pared de un pistón lleno de gas a favor o en contra de la fuerza de presión del gas, o la rotación de un agitador introducido en un líquido en contra de las fuerzas de presión y viscosas del fluido. Como existen desplazamientos y fuerzas, la mecánica proporciona un método preciso de calcular el trabajo, el cual provoca el cambio del valor de la energía interna del sistema. Más aún, dado que el conjunto «sistema + entorno» se puede considerar aislado (por el procedimiento simple de incluir en «entorno» todas aquellas partes del universo que interactúan de manera directa o indirecta con el sistema), se conserva (por la propiedad 2) su energía interna, la cual es suma de las energías de sistema y entorno (por la propiedad 1). Por tanto, lo que cambia la energía interna del sistema se ve compensado exactamente por un cambio en sentido opuesto de la energía interna del entorno. Así que, como consecuencia del primer principio, el trabajo se debe entender como una *forma de intercambio de energía*, no como una propiedad de los sistemas.

El calor representa otra forma de manipular el valor de la energía interna que sin embargo no está asociado a desplazamientos y que por ello no se puede abordar en el contexto de la mecánica. El calor se trata también de una forma de intercambio de energía entre el sistema y el entorno y, de nuevo, lo que cambia la energía interna de uno se compensa por el cambio opuesto de la del otro. El calor y el trabajo son equivalentes en lo referente a su efecto neto sobre el sistema (cambio en la energía interna); la diferencia reside en el proceso mediante el cual tiene lugar ese efecto. Por tanto, no tiene sentido tratar de identificar una parte de la energía interna con calor y otra con trabajo.

El primer principio es pues una generalización del principio de conservación de la energía mecánica, que permite incorporar el calor como una forma de intercambio de energía adicional al trabajo mecánico. Modernamente se entiende el primer principio como una consecuencia natural de los principios de la mecánica aplicados a las partículas fundamentales que componen la materia y la radiación: la energía interna no sería más que la denominación termodinámica de la energía mecánica del conjunto de constituyentes microscópicos (átomos, moléculas, electrones...). Históricamente el desarrollo fue sin embargo muy diferente, ya que la teoría atómica era a principios del siglo XIX solo una hipótesis discutida. Entonces estaba en boga la *teoría del calórico*, que identificaba el calor con un fluido etéreo que se autorrepelía. La refutación de esta teoría y la historia del descubrimiento de la relación tan estrecha que existe entre calor, trabajo y energía fue un ejemplo de la aplicación del método científico para abordar un problema extremadamente sutil y abstracto, donde cabe destacar los nombres de Benjamin Thompson (conde Rumford de Baviera), Sadi Carnot, Julius Meyer, James Joule, William Thomson (lord Kelvin) y Hermann von Helmholtz. La única reminiscencia que aún queda de que antaño calor y trabajo se consideraban conceptos fundamentalmente diferentes e independientes es la vigencia extendida de dos unidades distintas para medir la energía, a saber, la caloría (cal) y el julio (J), como podemos comprobar echando un vistazo a la información nutricional de cualquier producto para consumo humano.

Más prohibiciones

La diferencia de temperatura entre dos sistemas solo se puede mantener si están aislados el uno del otro. Si el aislamiento se elimina, ambos sistemas intercambian calor hasta alcanzar un estado de equilibrio final en el que sus temperaturas se igualan. El *principio cero de la termodinámica* resume este tipo de observaciones sobre el equilibrio térmico: si un sistema A está en equilibrio térmico con un sistema B, y este lo está con un sistema C, entonces los sistemas A y C están también en equilibrio térmico mutuo, porque ambos necesariamente tienen el mismo valor de la etiqueta «temperatura».

Así pues, los principios primero y cero de la termodinámica capturan la naturaleza de los conceptos cotidianos de temperatura y calor, respectivamente. Sin embargo, fallan en describir la observación de que existen «procesos espontáneos» frente a otros que no lo son. Si se colocan en contacto térmico un cuerpo caliente y uno frío, el sistema compuesto por los dos cuerpos evoluciona mediante el flujo de calor del caliente al frío: el cuerpo caliente se va enfriando y el frío calentando hasta que ambos alcanzan la misma temperatura. Igualmente, cuando se colocan juntos agua y alcohol, el sistema compuesto evoluciona a través del mezclado de ambos líquidos. Estos procesos son espontáneos en el sentido de que nunca se observa que ocurra por sí solo el proceso inverso: que el cuerpo frío se enfríe más y el caliente suba su temperatura, o que el agua y el alcohol se separen en dos fases distinguibles. Aunque la conservación de la energía (primer principio) no prohíbe estos procesos inversos, solo pueden suceder si se rompe el aislamiento del sistema y se le fuerza a interactuar con el mundo externo. Por ejemplo, una máquina frigorífica que transfiera calor del cuerpo frío al caliente, o un equipo de destilación que extraiga el alcohol de la mezcla con agua. El *segundo principio de la termodinámica* es la abstracción de todas estas observaciones relativas a la existencia de procesos espontáneos y tiene un enunciado similar al del primero: cada estado de equilibrio de un sistema físico posee un valor de una cierta cantidad S denominada *entropía*, que se caracteriza por las dos propiedades que se detallan a continuación:

¿CÓMO SE MIDE EL CALOR?

El calor es una magnitud física cuya medición requiere, en el experimento, una técnica que debe ser posible reducir al problema de medición en última instancia a la determinación de cantidades medibles como la distancia, el tiempo, la masa y la temperatura. En el caso del calor, esto sucede en virtud de la equivalencia entre calor y trabajo como resultado de un idéntico efecto sobre el valor de la energía interna.

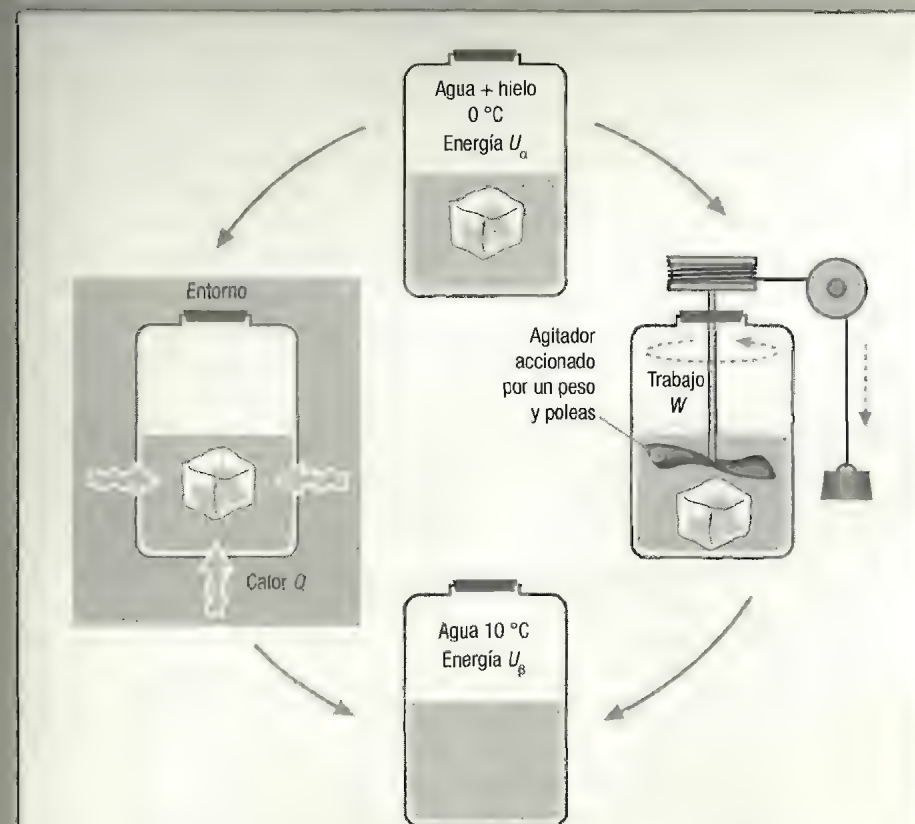
Trabajo o calor

Consideremos el sencillo ejemplo de un recipiente cerrado con hielo y agua líquida a cero grados centígrados. Colocamos el sistema en equilibrio α mostrado en el extremo superior de la figura. El objetivo es fundir todo el hielo elevando la temperatura del sistema en 10 °C. Una forma de lograrlo es calentando: el ambiente cede una cantidad de calor Q sin realizar ningún trabajo (dejando de la figura). Otra forma es aislar térmicamente el recipiente (para que no intercambie calor) e introducir un agitador activado, mediante poleas, por un peso que cae (nuestro ejemplo de la figura). En tal caso, el sistema solo recibe trabajo W del mundo exterior a través del movimiento del agitador. El estado final β de ambos procesos, mostrado en el extremo inferior de la figura, es el mismo, solo agua líquida en equilibrio a 10 °C, así que



Se considera que este es el sensor de temperatura inalámbrico más pequeño de su tipo en el mundo. En la foto aparece sobre la yema, de un diente de Nao Gao, de la Universidad Tecnológica de Eindhoven, su principal creador. El mismo pesa 1,6 mg y mide 2 mm.

mantener lo mismo el cambio de energía interna ($U_\beta - U_\alpha$). Por tanto, la cantidad de calor suministrada al sistema en el primer proceso debe ser igual al trabajo realizado en el segundo, es decir, $Q = U_\beta - U_\alpha = W$, el cual a su vez, no puede ser otra cosa que el producto de la fuerza por la distancia recorrida por el punto de aplicación de la fuerza.



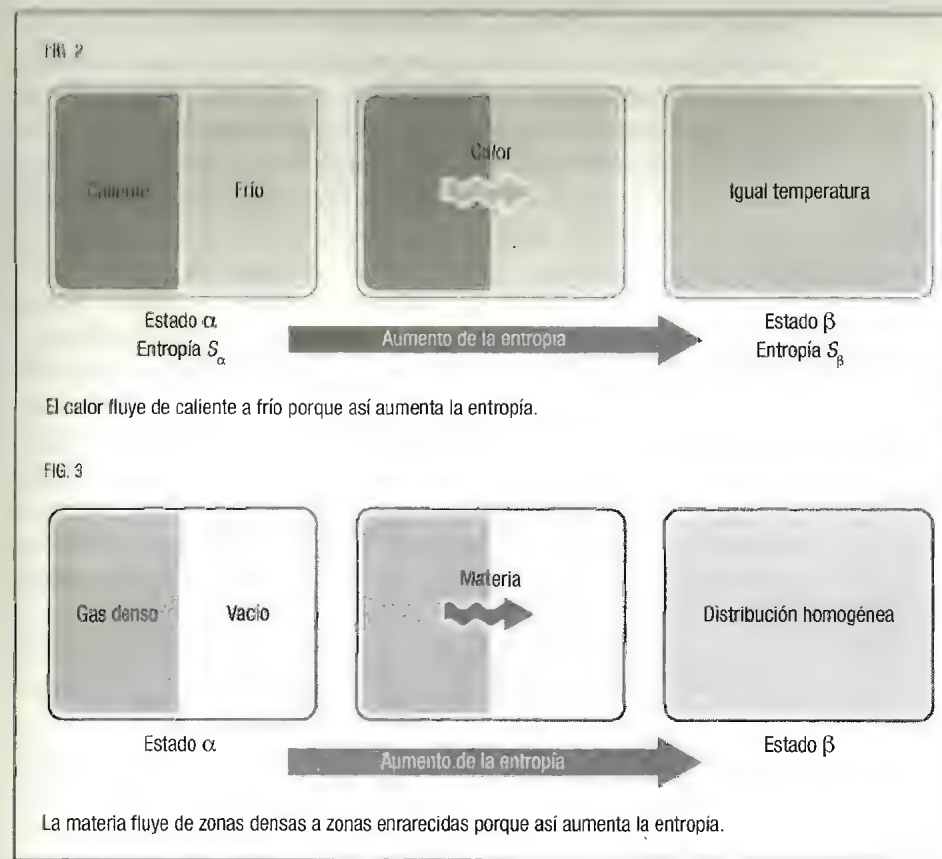
Se puede alterar el valor de la energía interna empleando trabajo o calor. En el extremo superior, un recipiente cerrado con hielo y agua líquida a 0 °C (estado de equilibrio α). En el extremo inferior, el mismo recipiente tiempo después, solo con agua líquida a 10 °C (estado de equilibrio β). Es posible pasar de la situación inicial a la final mediante alguno de los dos procesos mostrados. En el del extremo izquierdo, el ambiente cede una cantidad de calor Q y eso eleva la temperatura. En el proceso del extremo derecho, la temperatura se eleva mediante el trabajo W proveniente del exterior y ejecutado con un agitador insertado en el interior del recipiente y que está activado, mediante poleas, por un peso que cae.

1. La entropía es *aditiva*: cuando se constituye un sistema compuesto, la entropía del mismo es la suma de las entropías de sus partes.

2. La entropía nunca puede disminuir: en un sistema aislado el valor de S solo puede aumentar o mantenerse constante al manipular las ligaduras internas.

Al igual que sucedía con el primer principio, la entropía se puede ver como una etiqueta de los estados de equilibrio para caracterizar, en virtud de la propiedad 2, prohibiciones sobre el tipo de transformaciones que pueden ocurrir en un sistema aislado. Pensemos en dos posibles estados de equilibrio α y β de un sistema aislado que se pueden conseguir disponiendo las ligaduras internas de manera apropiada. ¿Qué proceso sucede espontáneamente en el sistema aislado, el del sentido $\alpha \rightarrow \beta$, o el del inverso, $\beta \rightarrow \alpha$? El primer principio solo establece que ambos estados deben poseer la misma energía, $U_\alpha = U_\beta$; una vez que se da esta condición, no prohíbe ninguno de los dos sentidos del proceso. El segundo principio, sin embargo, introduce la restricción adicional de que solo es posible aquel proceso que tiene el sentido de aumento de la entropía, por ejemplo α hacia β si $S_\alpha < S_\beta$; esto es lo que en termodinámica se denomina *proceso irreversible*. (Añadamos que el segundo principio no excluye el caso especial de procesos en los que la entropía no cambia, $S_\alpha = S_\beta$. Esto implica que son posibles tanto el proceso directo como el inverso en un sistema aislado y por ello en termodinámica se denominan *procesos reversibles*.)

Este principio se puede ilustrar con los dos ejemplos paradigmáticos de flujo de calor y de mezcla que se mencionaron. Consideremos primero un sistema aislado para el cual α es el estado en el que una mitad del sistema está más caliente que la otra, mientras que β es el estado en el que todo el sistema se encuentra a la misma temperatura (figura 2). Debido al aislamiento, todo el calor que cede una parte es absorbido por la otra y la energía del conjunto se conserva. Sin embargo, debe ser $S_\alpha < S_\beta$ pues la evolución espontánea solo sucede en el sentido desde



α hacia β . El proceso de mezcla se puede ilustrar (figura 3) con el experimento más simple de un gas confinado en una mitad del recipiente (estado α). Al eliminar la pared divisoria, el gas se expande hasta rellenar homogéneamente todo el recipiente (estado β). Durante el proceso no cambia la energía del gas pero aumenta su entropía.

Se debe notar que esto no significa que el proceso inverso, de β hacia α con la correspondiente reducción de entropía, sea imposible, sino solo que no ocurre espontáneamente mientras el sistema se mantenga aislado. De hecho, lo opuesto a «espontaneidad» es justamente que el sistema se vea «forzado» por un

agente externo a él. Así, para el experimento del flujo de calor, se puede componer un nuevo sistema aislado más grande formado por el sistema original y aquella parte del mundo externo con la que interacciona, por ejemplo una máquina frigorífica (inclusive la fuente de energía eléctrica que la hace funcionar) que extraiga calor de la mitad del sistema que se pretende enfriar y ceda la misma cantidad de calor a la otra mitad, que se calentará. En este proceso inverso, la entropía del sistema original (ahora una parte del sistema aislado mayor) se ve forzada a disminuir, mientras que la entropía del frigorífico aumenta en cantidad suficiente para compensar aquella disminución. Entonces, la entropía del sistema grande, que es la suma de las entropías del sistema original y el frigorífico por la propiedad 1 de aditividad, aumenta y el proceso ocurre espontáneamente. Igualmente, para revertir el experimento de expansión del gas, este se puede comprimir con un pistón. Durante la compresión el mundo externo realiza trabajo en contra de la presión del gas. Esto provoca el calentamiento de este último, el cual debe pues enfriarse cediendo calor a un entorno frío para volver a su estado inicial. El resultado neto es que la entropía del entorno aumenta lo suficiente para compensar la reducción de entropía del gas.

La entropía es medible

Se puede decir que el primer y segundo principios constituyen el esqueleto de la termodinámica. Estos principios sirven básicamente para definir dos etiquetas de los estados de equilibrio, denominadas «energía interna» y «entropía», con las que expresar prohibiciones: en un sistema aislado solo son posibles aquellas transformaciones en las que el valor de la etiqueta «energía interna» se conserva y el de la etiqueta «entropía» aumenta. En el fondo, la termodinámica es un compendio reducido a su mínima expresión de las observaciones sobre qué cosas suceden y cuáles no. Esta simplicidad dota a la disciplina de un ámbito de aplicación enorme así como de una gran robustez frente a los avances en nuestra comprensión de las leyes fundamentales de

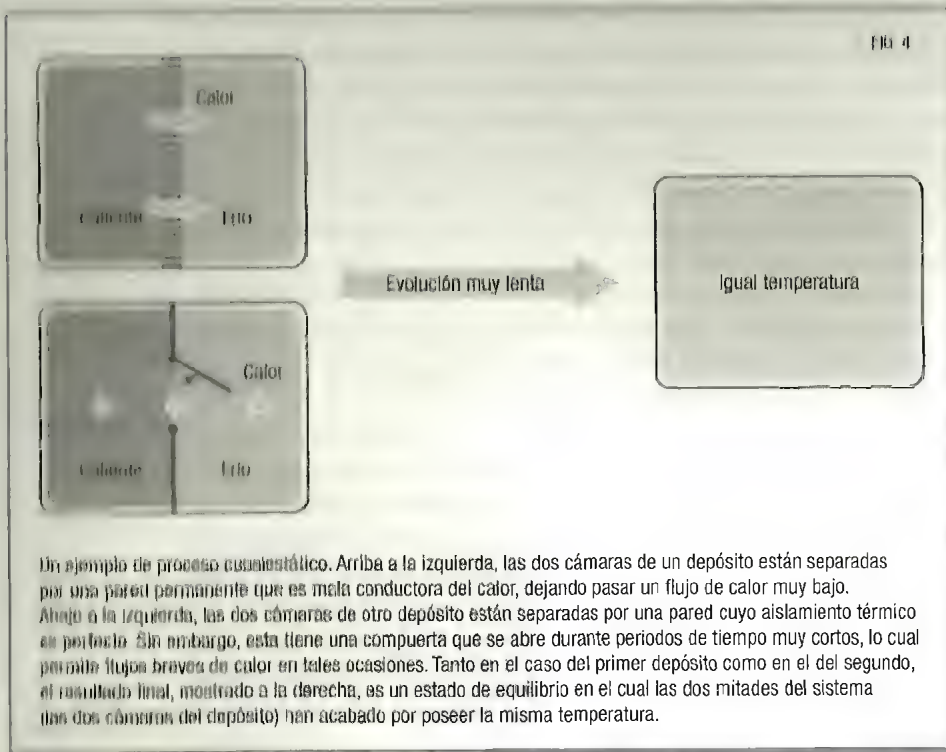
la naturaleza. Como contrapartida, aunque la imagen de la energía interna y la entropía como etiquetas es extraordinariamente útil y resulta aconsejable mantenerla siempre en mente, parece poco iluminante para comprender estas dos propiedades. Se debe reconocer que en ambos casos se trata de conceptos abstractos cuya aprehensión intuitiva no es inmediata. Para la energía interna existe una conexión, a través de la mecánica, con los fenómenos cotidianos de movimiento, velocidad, fuerza, lo cual genera una sensación de comodidad con la noción de energía. Además, esta conexión permite especificar el valor de la energía interna en términos de la medida de magnitudes mecánicas básicas. La entropía, por el contrario, parece estar velada por cierto halo de misterio, a pesar de su estatus en pie de igualdad con el de la energía dentro del formalismo de la termodinámica. Lo que necesitamos saber, en definitiva, es cómo se mide la entropía de un sistema.

Como se ha mencionado, los detalles del tránsito de un estado de equilibrio a otro escapan en general a la descripción termodinámica, la cual solo puede hacer afirmaciones groseras del tipo «el proceso está prohibido o no». Existe, sin embargo, un tipo particular de procesos para los que el formalismo termodinámico se puede aplicar en toda su potencia: se trata de los denominados *procesos cuasiestáticos*. Son procesos idealizados en los que el sistema evoluciona (o es obligado a evolucionar) tan lentamente que siempre se encuentra en un estado de equilibrio. En rigor un proceso así tardaría una infinidad de tiempo, pues por definición un estado de equilibrio no evoluciona; la noción de proceso cuasiestático hay pues que entenderla como una aproximación, tanto mejor cuanto más lentamente ocurra el proceso. Dado que todos los pasos intermedios del proceso son aproximadamente estados de equilibrio, la termodinámica puede proporcionar mucha información.

Consideremos de nuevo la situación de un sistema, por ejemplo un depósito aislado del exterior, con sus dos mitades o cámaras a distintas temperaturas (figura 4). En lugar de permitir

La energía del mundo es constante; la entropía del mundo tiende a un máximo.

RUDOLF CLAUSIUS



el contacto directo de las dos mitades para que intercambien calor, se puede introducir entre ellas una pared que sea muy mala conductora de este. La pared dejará pasar un flujo de calor muy bajo, de tal manera que las dos partes del sistema evolucionarán hacia el nuevo equilibrio (ambas a la misma temperatura) muy despacio. Este ritmo se puede graduar mediante el control de, por ejemplo, el espesor de la pared, logrando así conectar los estados de equilibrio inicial y final mediante un proceso cuasiestático. El mismo efecto se puede conseguir de otras formas, por ejemplo, con una pared perfectamente aislante pero que se abre durante periodos de tiempo muy cortos: las mitades intercambian cada vez una cantidad de calor muy pequeña, dejando que cada una alcance el equilibrio interno antes de volver a abrir la pared.

La relevancia de este tipo de procesos radica en que permite establecer una conexión entre entropía y calor. Como descubrió Rudolf Clausius (1822-1888), si un sistema experimenta un proceso cuasiestático a temperatura constante T , entonces el cambio de entropía ΔS y el calor Q que intercambia con el exterior verifican la sencilla pero importante relación

$$Q = T\Delta S \quad (\text{proceso cuasiestático}).$$

La entropía aumenta, $\Delta S > 0$, al absorber calor, $Q > 0$, y disminuye al cederlo. Esta dependencia proporciona pues un método para medir los cambios de entropía a través de medidas calorimétricas. Así, para conocer cuánto varía la entropía en un proceso que va desde un estado de equilibrio inicial a otro final, se construye un proceso cuasiestático que conecte ambos estados y se mide el calor intercambiado en esta transformación particular.

Esta importante relación conduce también a la siguiente analogía. Recordemos que la energía interna puede cambiar debido al trabajo y al calor. El trabajo es una magnitud puramente mecánica que se puede expresar como producto de la fuerza por el desplazamiento, esto es, el cambio en la coordenada de posición. Pues bien, en un proceso cuasiestático, el cambio de energía interna debido al calor se puede expresar igualmente como el producto de una «fuerza», la temperatura, por un «desplazamiento», el cambio en entropía. La entropía es, en cierto modo, la coordenada adicional necesaria para tomar en cuenta los fenómenos térmicos.

Se puede deducir otro resultado notable a partir de la relación entre calor y entropía. El segundo principio caracteriza como aumento de la entropía cualquier proceso espontáneo en un sistema aislado y, por tanto, con energía interna constante por el primer principio. Entonces, se puede enunciar de manera alternativa como un «principio de extremo», en la forma del denominado *principio de máxima entropía*: de todos los estados de equilibrio compatibles con las ligaduras y con una misma energía interna, el sistema tiende hacia aquel estado con la máxima entropía. Este principio se suele enunciar en un lenguaje más grandilocuente como que «la entropía del universo siempre aumenta». El

enunciado recuerda al resultado de la mecánica de que la energía es mínima en los estados de equilibrio mecánicos. Y de hecho, se puede reformular para hacer la analogía aún más estrecha en forma de *principio de mínima energía*: de todos los estados de equilibrio compatibles con las ligaduras y con una misma entropía, el sistema tiende hacia aquel estado con la mínima energía interna.

Mediante esta reformulación del segundo principio, es factible contemplar los sistemas mecánicos puros, es decir, aquellos en los que no existen fuerzas de rozamiento ni se produce disipación, como el caso especial de sistemas termodinámicos cuyos procesos ocurren siempre sin cambio de entropía (lo que se definió como procesos reversibles): estos sistemas solo pueden intercambiar energía con el resto del mundo en forma de trabajo y sus estados de equilibrio corresponden, naturalmente, a los mínimos de la energía.

¿HAY LIMITACIONES EN EL APROVECHAMIENTO DE LA ENERGÍA?

Para concluir, podemos volver a la raíz histórica de la termodinámica, las máquinas térmicas o motores, es decir, dispositivos diseñados para transformar el calor en trabajo mecánico útil para ser aprovechado. Cabe destacar los nombres de Sadi Carnot, Émile Clapeyron, Rudolf Clausius, William Thomson (lord Kelvin) y Max Planck, cuyos estudios condujeron a diversos enunciados (equivalentes entre sí) del segundo principio en términos de máquinas térmicas. Y aunque la comprensión actual del concepto de entropía sobrepasa ese marco primigenio, las conclusiones que se dedujeron sobre la eficiencia en el aprovechamiento de la energía siguen siendo igualmente válidas hoy en día.

La definición termodinámica de una máquina térmica es muy simple: consiste en un sistema que realiza un proceso cíclico, esto es, empieza en un estado de equilibrio y acaba en el mismo estado tras intercambiar cierto calor y cierto trabajo con el mundo externo. Se trata de una conceptualización de las máquinas reales: pensemos en el motor de explosión de un coche, el motor

de vapor de una locomotora de vapor, o las turbinas de una central térmica generadora de electricidad: estos dispositivos utilizan la energía liberada en forma de calor durante una reacción química (la combustión de gasolina o carbón) para realizar un trabajo (desplazamiento de un vehículo o rotación de un dinamo). Mientras estos dispositivos dispongan del correspondiente combustible, continuarán funcionando sin interrupción según un proceso cíclico.

Podemos indagar qué limitaciones imponen los principios de la termodinámica sobre las máquinas térmicas. Consideremos el sistema compuesto formado por la máquina térmica, cuyo estado no cambia en un ciclo por definición (el estado inicial y el final son idénticos), la fuente de calor cuya energía interna juega el papel de «almacén» del cual la máquina extrae energía, y el sistema físico cuya energía interna aumenta con el trabajo recibido de la máquina. El primer principio impone entonces un límite máximo sobre el trabajo que puede producir: la conservación de la energía interna implica que este trabajo no puede ser mayor que toda la energía interna de la fuente de calor. Cuando esta se agota, la máquina deja de producir trabajo.

La aplicación del segundo principio conduce mediante sencillos razonamientos a unas conclusiones de sorprendente gran calado: no es posible transformar todo el calor en trabajo, de manera que la eficiencia de la máquina térmica, que es la fracción de la energía absorbida del foco de calor que se aprovecha como trabajo, nunca puede ser del 100%. Parte de la energía absorbida del foco se disipa necesariamente en forma de calor, lo cual explica la necesidad siempre de un mecanismo refrigerante en los motores. Las máquinas reales trabajan con una eficiencia bastante menor que la máxima teórica porque disipan más calor hacia el sistema refrigerante del teóricamente necesario, pero el resultado supone una limitación insoslayable a la inventiva del ser humano. En resumen, no importa cómo se diseñe la máquina térmica, las leyes de la física implican que no podemos generar más energía de la que disponemos («imposibilidad de un móvil perpetuo de primera especie»), y que ni siquiera podemos aprovecharla toda («imposibilidad de un móvil perpetuo de segunda especie»).

EL SEGUNDO PRINCIPIO DE LA TERMODINÁMICA PARA LAS MÁQUINAS

El proceso de funcionamiento de la máquina térmica y, además, si que puede ser utilizada en máquinas, en última instancia, que produce el movimiento. Como el proceso es cíclico y a escala en el mundo exterior (el universo), el cambio de energía interna y de entropía de la máquina es nulo. Por tanto, la máquina se limita a intercambiar calor y trabajo con el entorno y todo el cambio de entropía ocurre en este último. Podemos idealizar el entorno como un sistema tan grande en comparación con la máquina que para el resto del proceso es cuasiestático porque las cantidades de calor y trabajo intercambiadas en cada ciclo son tan pequeñas que prácticamente no alteran su equilibrio. Así pues, se puede caracterizar la fuente de calor mediante su temperatura T , aproximadamente constante a pesar de los intercambios de calor y trabajo.

Un proceso imposible

Una máquina extrae durante un ciclo una cantidad de calor Q de la fuente y lo transforma íntegramente en trabajo $W=Q$. El único cambio de entropía del sistema aislado «máquina+entorno» ocurre en la fuente de calor, y está dado por la expresión de Clausius $\Delta S = -Q/T$ al tratarse de un proceso cuasiestático para la fuente. Como la fuente cede calor, esto representa una disminución de entropía en un sistema aislado, así que este proceso es imposible según el segundo principio: no se puede transformar el calor íntegramente en trabajo y la eficiencia es inferior al 100%.

Eficiencia de la máquina

Para que la entropía total aumente y el proceso ocurra, es necesario que la máquina también ceda calor a otra parte del mundo exterior, de manera que el correspondiente aumento de entropía $\Delta S'$ compense la disminución ΔS que se acaba de calcular. Si la máquina solo transforma una parte del calor absorbido en trabajo, el resto $Q' = Q - W$ fluye a otra parte del mundo exterior a una temperatura T' inferior (sistema refrigerante para la máquina). De nuevo $\Delta S' = Q'/T'$ y el cambio total de entropía debe ser positivo.

$$\Delta S + \Delta S' = -\frac{Q}{T} + \frac{Q'}{T'} \geq 0.$$

Lo cual no consigue si el calor Q' disipado por la máquina es lo bastante grande. La eficiencia se define como la fracción del calor absorbido que se transforma en trabajo. Eficiencia $= W/Q = 1 - Q'/Q$. Entonces la desigualdad anterior conduce a

$$\text{Eficiencia} \leq 1 - \frac{T'}{T}.$$

Camino reversible

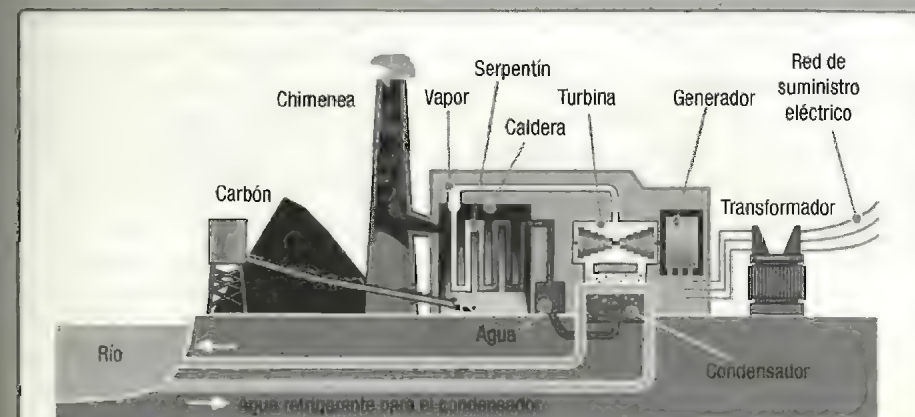
La eficiencia máxima es pues $1 - T'/T$ y solo se consigue cuando no hay cambio de entropía. $\Delta S + \Delta S' = 0$, es decir, la máquina térmica trabaja siguiendo lo que se denomina un proceso reversible: sería igualmente posible invertir su sentido y hacerla funcionar como máquina frigorífica, que gasta trabajo en extraer calor del sistema refrigerante y depositarlo en la fuente de calor.

Escala absoluta de temperatura

Otra conclusión muy relevante de la aplicación del segundo principio a las máquinas es la existencia de una escala absoluta de temperatura. La eficiencia térmica máxima resulta depender solo del cociente de las temperaturas de la fuente de calor y del sistema refrigerante, sin importar los detalles del funcionamiento de la máquina térmica. Esto significa que el cociente de las temperaturas absolutas de dos cuerpos no depende de ninguna forma del termómetro que se emplee (es decir, de la propiedad física que se utilice para marcar la temperatura) y por tanto la temperatura absoluta no se ve afectada por esta arbitrariedad.

El tercer principio de la termodinámica

La unidad de medida de la temperatura absoluta es el kelvin (K). Como referencia, valga decir que la temperatura de congelación del agua (0 °C) corresponde a 273,15 K, mientras que la temperatura más baja posible (-273,15 °C) corresponde a 0 K, y se denomina por ello *cero absoluto*. Por completar la exposición, se puede traer a colación el tercer (y último) principio de la termodinámica, que establece que la entropía de cualquier sistema es cero a la temperatura del cero absoluto.



Una máquina térmica no puede prescindir de un sistema refrigerante. El ejemplo mostrado es el de una central eléctrica alimentada por carbón, pero el concepto básico se aplica a muchas otras clases de máquinas térmicas. El agua entra en el serpentín de la caldera y el calor de esta lo convierte en vapor. Con su presión, el chorro de vapor acciona la turbina, cuyo movimiento giratorio hace producir electricidad en el generador. La corriente eléctrica pasa por el transformador, que la acondiciona para su envío a la red de suministro eléctrico. Tras su paso por la turbina, el vapor vuelve a su estado líquido en el condensador, con la ayuda del efecto refrigerante del agua tomada del río, y entra en la caldera, donde comienza de nuevo el ciclo. El agua usada como refrigerante que ya se ha calentado demasiado retorna al río y es reemplazada por agua fría de este.

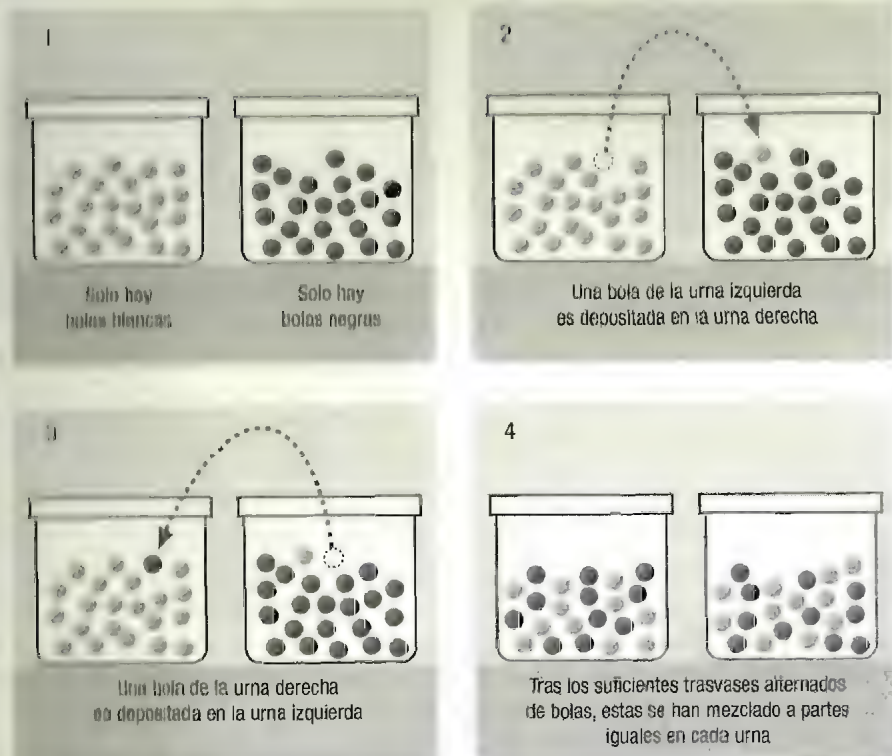
Así pues, la estructura lógica de la termodinámica es simple. Introduce una serie de etiquetas («temperatura», «energía interna», «entropía») que caracterizan los estados de equilibrio y los posibles procesos que llevan de uno a otro. Además de incorporar la fenomenología relativa al calor, esta estructura permite responder los interrogantes del capítulo anterior: se puede extender el principio de conservación de la energía, se pueden caracterizar los estados de equilibrio como mínimos de la energía interna o, de manera equivalente, como máximos de la entropía, y se puede cuantificar en qué medida la energía interna «almacenada» es recuperable como trabajo útil.

La idea abstracta de entropía apareció históricamente como una magnitud derivada a partir de las nociones más primitivas e intuitivas de calor y temperatura. Sin embargo, se puede formular la estructura lógica de la termodinámica de manera que la entropía juegue el papel de concepto básico, a partir del cual se pueden deducir, como conceptos secundarios, la temperatura y el calor. Esta reformulación es análoga a la que ocurre en la mecánica, donde la noción intuitiva de fuerza se rebaja frente al concepto más abstracto y fundamental de energía. La energía interna se puede entender fácilmente en términos mecánicos. Desde el momento en que el calor se identifica con un cambio de energía, resulta plausible pensar que la entropía, cuyos cambios se pueden relacionar con el flujo de calor, debería tener igualmente una interpretación más mecánica e intuitiva.

Entropía: lo que el ojo no ve

La entropía mide cuánto detalle microscópico se pierde al pasar desde la descripción atómica y mecanicista a la observación termodinámica. La entropía siempre aumenta debido al efecto conjunto del tamaño macroscópico de los sistemas, de las leyes de la mecánica y de un estado inicial especial del universo.

La entropía apareció en termodinámica como una etiqueta de los estados de equilibrio, que junto con la otra etiqueta —energía— permitía clasificar qué procesos son posibles en la naturaleza. La entropía era medible en términos del calor, a su vez una forma de intercambio de energía. Por tanto, al igual que la energía tenía su interpretación mecánica, era plausible esperar que existiera una explicación de la entropía y sus propiedades en términos de las leyes fundamentales mecanicistas. Esta explicación se puede resumir con el sencillo modelo de las urnas introducido a principios del siglo xx por Paul Ehrenfest y su esposa Tatiana Afanásieva. Dos urnas iguales contienen el mismo número de bolas, idénticas excepto por el hecho de que la mitad de ellas son blancas y la otra mitad negras. Inicialmente todas las bolas blancas están en una urna, y las negras en la otra (situación 1 de la figura 1). Una persona va pasando alternativamente de una urna a la otra una bola que es elegida al azar porque no puede ver su contenido (situaciones 2 y 3 de la figura 1). De esta forma, el número de bolas en cada urna no cambia con cada ciclo completado, pero sí la distribución de colores. Con el tiempo esta distribución tenderá a «equilibrarse», esto es, a que la mitad de las bolas de cada



Las urnas de Ehrenfest. Se van intercambiando al azar bolas alternativamente entre cada una de ellas. El resultado es la mezcla uniforme de los colores. Al principio (situación 1) dos urnas iguales contienen cada una la misma cantidad de bolas, aunque todas las de una son blancas y todas las de la otra, negras. Una persona, sin ver el contenido de las urnas, va trasladando alternativamente de una a otra urna una bola cualquiera cada vez (situaciones 2 y 3). Así, la cantidad de bolas en cada urna sigue siendo la misma tras cada traspaso, mientras que la distribución de colores tiende a cambiar. Con el tiempo, cada urna tiende a tener la mitad de sus bolas de un color, y la otra mitad, del otro color (situación 4).

color resida en cada urna (situación 4 de la figura 1). Se deben destacar tres aspectos. Primero, la tendencia al «equilibrio» se ve favorecida por un número elevado de bolas: es más difícil encontrar ocasionalmente todas las bolas blancas en una urna, y por ende todas las negras en la otra, si son muchas (por ejemplo, cien

por urna) que si son pocas (por ejemplo, dos bolas por urna). Segundo, este fenómeno es consecuencia de que la mecánica del proceso es «ciega» al color de la bola: la elección de la bola por la persona que las transfiere de una urna a otra no depende del color y por tanto su acción no muestra preferencia por generar una distribución particular de colores frente a otra. Y por último, un observador externo que pueda observar la distribución de colores en cada urna constata que la evolución al «equilibrio» sucede también porque el estado de partida ya era muy especial, con las bolas segregadas por colores. El observador afirma que se produce una evolución desde el estado inicial (colores segregados) al final (colores bien mezclados) de manera espontánea e irreversible. Pues bien, estos tres ingredientes son la clave para entender la entropía desde el punto de vista mecánico.

Si nos pudiesen distribuir en dos grupos los conceptos de distancia, masa, fuerza eléctrica, entropía, belleza y melodía, creo que las razones de mayor peso abogan por colocar entropía junto a belleza y melodía.

ARTHUR EDDINGTON

EL MUNDO DE LO MINÚSCULO

La evidencia cotidiana nos sugiere que cualquier fracción, sea mayor o menor, del agua contenida en un vaso poseerá las mismas propiedades para nuestros sentidos: la fracción es transparente, líquida, inodora... Esto, sin embargo, deja de ser cierto si la porción de agua considerada es suficientemente pequeña: al llegar a cierto límite de tamaño, estas propiedades dejan de tener sentido, lo cual se resume en la afirmación de que la materia no es divisible infinitamente. Este límite de tamaño viene impuesto por el hecho de que, a un nivel fundamental, la materia que podemos observar está constituida por átomos. No tiene sentido hablar de la transparencia o la liquidez de un átomo, puesto que se trata de propiedades *colectivas*, en el sentido de que «emergen» de una colección de muchos átomos; sin embargo, estas mismas propiedades sí se pueden entender como consecuencia

de características propias de los átomos individuales como, por ejemplo, su masa, su tamaño o las fuerzas que se ejercen entre ellos. El cuerpo de doctrina que sistematiza estas observaciones es la denominada *teoría atómica de la materia* (de la materia *bariónica*, para hablar con propiedad; toda la evidencia de la que se dispone en la actualidad indica que esta materia solo supone una fracción minoritaria de los ingredientes que componen el universo. Se conjetura que los componentes más abundantes son en realidad la *materia oscura* y la *energía oscura*, cuya naturaleza aún se ignora. Sin embargo, estos otros componentes solo son relevantes a escalas cosmológicas; sus efectos sobre la fenomenología a escalas subplanetarias son despreciables). A la corroboración científica de la teoría atómica contribuyeron de manera esencial las investigaciones en el último cuarto del siglo XIX sobre cómo el movimiento de los átomos descrito por la mecánica newtoniana permitía explicar los fundamentos de la termodinámica. En este aspecto merecen mención especial los nombres de William Thomson (lord Kelvin), James Clerk Maxwell, Ludwig Eduard Boltzmann, Max Planck y Josiah Willard Gibbs, cuyos trabajos permitieron reconciliar los fenómenos concernientes al calor con la visión mecanicista de la naturaleza y sentaron las bases de la comprensión moderna del concepto de entropía.

Una fotografía borrosa del mundo

La observación de la materia que nos rodea no permite identificar los átomos porque nuestros sentidos nos proporcionan lo que se denomina una descripción macroscópica o «de grano grueso»: ignoramos los detalles microscópicos (la descripción «de grano fino») sobre la posición y velocidad de cada átomo y la fuerza que experimenta, pues solo tenemos acceso a un conjunto reducidísimo de propiedades del conjunto de átomos (la masa total o la energía total, por ejemplo). Al adoptar un punto de vista macroscópico se renuncia a describir explícitamente la evolución dinámica que ocurre en longitudes pequeñas y en

LA TEORÍA ATÓMICA

La hipótesis de que la materia estaba constituida por unos enteros microscópicos indivisibles (*átomos*, palabra de origen griego) no adquirió apoyo científico hasta principios del siglo XIX. El químico John Dalton reunió una serie de observaciones en la *ley de las proporciones múltiples*: los elementos químicos se combinaban en proporciones fijas de números enteros cuando reaccionaban para formar compuestos; por ejemplo, el agua (H_2O) se formaba por combinación de dos partes de hidrógeno con una de oxígeno. Esta ley se podía explicar de manera muy elegante suponiendo que los elementos estaban formados por átomos y de hecho la teoría atómica adquirió amplia aceptación entre los químicos. Sin embargo, como los átomos no eran directamente observables, durante el siglo XX proliferaron las críticas de carácter positivista, por parte fundamentalmente de físicos y filósofos: la teoría atómica era un artificio, útil para explicar las observaciones pero sin sustrato físico real.

¿Existen los átomos?

En 1827, el botánico Robert Brown observó al microscopio que los granos de polvo y de polen suspendidos en agua experimentaban un temblor permanente sin causa aparente (*movimiento browniano*). En 1905, Albert Einstein desarrolló un modelo teórico para explicar este fenómeno como consecuencia de los choques aleatorios de átomos individuales con los granos. El modelo fue validado experimentalmente por Jean Baptiste Perrin en 1908; este hito se considera convencionalmente como la confirmación material de la existencia de átomos. La tecnología actual permite observar y manipular átomos individualmente (véase la fotografía), pero también se sabe que no son indivisibles, sino que poseen una estructura interna formada por componentes aún más pequeños.



La palabra IBM escrita átomo a átomo. Esta proeza tecnológica data de 1989. Don Eigler, científico de la empresa IBM y la primera persona de la historia en controlar y mover un átomo individual, escribió las siglas de la compañía mediante el posicionamiento de 35 átomos de xenón. El buen resultado del experimento inauguró un nuevo y fascinante capítulo del almacenamiento de la información, y también contribuyó a la entrada en escena de la nanotecnología.

tiempos cortos. La situación es análoga (y es de donde deriva la denominación «grano grueso») a la realización de fotografías y vídeos con cámaras de diferente resolución y diferentes tiempos de exposición: cuando se usan películas de grano grueso, se pierden detalles espaciales en la imagen, que empero sí pueden ser captados con una película de grano fino o, más modernamente, con cámaras digitales de alta definición. Esta es la razón de que en las fotografías antiguas, por oposición a las fotografías digitales modernas, el rostro de todas las personas parezca tener un cutis tan perfecto sin necesidad de retoques posteriores de la imagen. Igualmente, una cámara normal no puede captar imágenes de objetos que se muevan demasiado rápido: estos aparecen en la fotografía o el vídeo como trazos continuos donde se pierden los detalles de la evolución del objeto en tiempos cortos. Un buen ejemplo es la fotografía de un relámpago, cuyo proceso de formación y posterior desaparición es tan rápido que solo se puede captar con cámaras especiales de alta velocidad; una cámara normal, al igual que nuestros ojos, solo llega a mostrar el relámpago formado en su totalidad.

¿Qué grado de reducción en el nivel de detalle se produce al pasar de la descripción microscópica y exhaustiva a la macroscópica y burda? Un recipiente de un litro de agua contiene una cantidad enorme de moléculas de agua,

$$10^{25} = 10\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000$$

(un 1 seguido de 25 ceros), y cada molécula tiene su posición y su velocidad propias. Por otro lado, la descripción termodinámica del mismo recipiente de agua especifica el estado con un puñado escaso de magnitudes (densidad, temperatura, energía interna...). La determinación de las cantidades pertinentes para la descripción microscópica requiere además unas precisiones espacial y temporal formidables en los aparatos de medida. Así, la distancia entre moléculas vecinas en el recipiente es inferior a una millonésima de milímetro ($1/10^6 = 0,000001$ mm): si el recipiente se pudiera ampliar hasta adquirir el tamaño de toda la Tierra, cada molé-

cula tendría el tamaño del recipiente. De manera similar, dado que la velocidad típica de desplazamiento de las moléculas de agua ronda los 2000 km/h, el tiempo que transcurre entre dos colisiones sucesivas de una molécula es inferior a una billonésima de segundo ($1/10^{12} = 0,000000000001$ segundos; en otras palabras, una molécula experimenta un billón de choques en un solo segundo). En un sentido muy literal, la imagen que nuestros sentidos nos ofrecen del mundo atómico que nos rodea es una fotografía muy borrosa y con un tiempo de exposición muy largo.

A la vista de esta dicotomía entre las descripciones de grano fino y grano grueso, resulta natural preguntarse cuál es el criterio que determina aquellas propiedades mecánicas que son observables en el grano grueso. Cuando los átomos y moléculas que constituyen un sistema físico se desplazan y colisionan entre sí y con las paredes que lo encierran, la mayoría de las propiedades mecánicas varían en el tiempo muy rápidamente. Además, el cálculo y la medición de estas propiedades, que se construyen como combinación de las posiciones y las velocidades, requieren en general un conocimiento extraordinariamente preciso de los valores de estas últimas magnitudes. Existe, sin embargo, un conjunto muy reducido de propiedades, ejemplificadas por la masa total, la energía total o la carga eléctrica total, que poseen dos características fundamentales. La primera es que estas cantidades obedecen principios de conservación: el valor de las mismas en un sistema aislado no cambia en el tiempo a pesar de los incesantes movimientos atómicos, así que la limitación en resolución temporal intrínseca a la descripción de grano grueso no repercute negativamente sobre la medida de estas cantidades. Uno tiene «todo el tiempo del mundo» para medir cantidades que no cambian en el tiempo. La segunda característica es que son cantidades aditivas, es decir, se construyen sumando propiedades de los átomos y por tanto su valor siempre crece cuando se consideran sistemas cada vez más y más grandes: la masa total es la suma de las masas de todos los átomos, la energía total es la suma de las energías asociadas al movimiento de cada átomo y a las interacciones entre ellos, etc. Como los sistemas macroscópicos poseen un número tan enorme de compo-

nentes microscópicos (por ejemplo, las 10^{23} moléculas del litro de agua), resulta que la suma o la resta de la contribución de un solo átomo a estas propiedades aditivas prácticamente no altera el valor de su cantidad, así que no es necesaria la precisión en la posición y velocidad de los átomos exigida por la medida de las propiedades mecánicas que no son aditivas. Esta característica de aditividad justifica la denominación de *propiedades colectivas*, pues están asociadas a la colección completa de átomos y no a cada uno individualmente.

Aunque la descripción macroscópica o de grano grueso suponga ignorar información explícita sobre la evolución mecánica en longitudes pequeñas y en tiempos cortos, esto no significa despreciar las consecuencias de esta dinámica «oculta». De hecho, estas consecuencias se manifiestan precisamente en forma de magnitudes macroscópicas propias de la termodinámica, como temperatura, calor y, finalmente, entropía. En este sentido, los adjetivos «termodinámico» y «macroscópico» se pueden considerar sinónimos a efectos prácticos.

El billar microscópico del calor y la temperatura

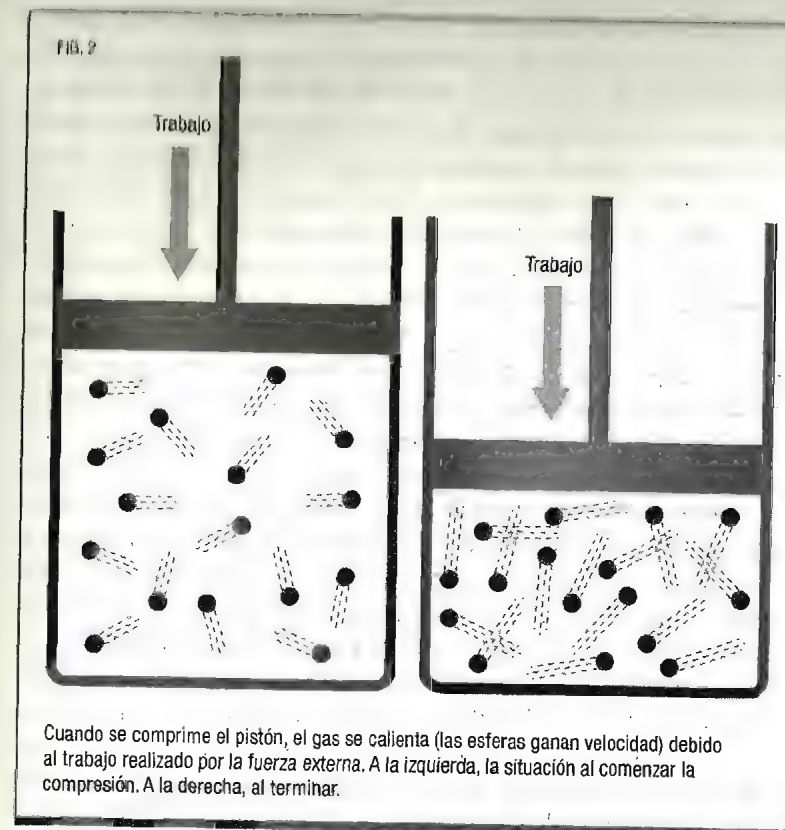
Para ilustrar cómo la termodinámica surge a partir de la mecánica microscópica es muy útil recurrir a modelos, cuyo objetivo es capturar las ideas esenciales de un fenómeno natural mediante la idealización y simplificación del mundo real. El modelo empleado por los pioneros en la aplicación de la teoría atómica para entender la termodinámica es el denominado *gas de esferas duras*. En este modelo los átomos o moléculas (en el resto del libro se utilizarán ambos términos de manera intercambiable porque la diferencia es irrelevante para nuestros propósitos) que constituyen el gas se idealizan como esferas duras e idénticas que solo se ejercen fuerzas mutuas cuando se tocan, es decir, cuando chocan entre sí, en cuyo caso las esferas salen rebotadas elásticamente. Se puede imaginar el gas de esferas duras como una colección de bolas de billar o de pelotas de *ping-pong* perfectas en movimiento perpetuo por el espacio,

excepto por el detalle de que la masa y el tamaño de cada bola son los apropiados a la escala atómica y por el detalle de que el número total de bolas corresponde a la enormidad del número de átomos en los sistemas físicos reales. Por ejemplo, el aire encerrado en un recipiente de un litro consta de unas 10^{23} moléculas muy separadas entre sí (típicamente unas 10 veces el tamaño de una molécula), moviéndose con una velocidad cercana a los 2000 km/h, de manera aparentemente caótica en todas las direcciones posibles pues la velocidad de cada molécula cambia con cada choque. Los sucesos de choque son, sin embargo, relativamente raros en un gas: así, una molécula de aire recorre una distancia de aproximadamente doscientas veces su tamaño entre dos choques sucesivos, es decir, la mayor parte del tiempo los átomos del gas se mueven libremente y están lejos de cualquier otro. La consecuencia más relevante de este hecho es que el efecto de las fuerzas mutuas es poco importante en comparación con el efecto del movimiento de los átomos. Esto simplifica notablemente el análisis y explica la preferencia por el uso del estado gaseoso como modelo (en términos técnicos, esta simplificación se suele denominar *aproximación de gas ideal*). Por el contrario, en un líquido o un sólido los átomos se encuentran empaquetados tan densamente que casi se tocan y el efecto de las fuerzas mutuas no se puede despreciar (en tal caso sería necesario retocar el modelo para hacerlo más realista mediante la incorporación, además de los choques elásticos, de las fuerzas atractivas entre los átomos). Todos los resultados concernientes a este modelo se agrupan bajo la denominación de *teoría cinética de los gases*, siendo uno de los pilares de nuestra comprensión de la conexión entre las leyes de la mecánica en el mundo microscópico y las leyes de la termodinámica que rigen la descripción macroscópica. Aunque Daniel Bernoulli introdujo los rudimentos del modelo ya en 1738, no fue hasta el último tercio del siglo XIX cuando los trabajos sobre todo de Maxwell y Boltzmann sentaron las bases de la teoría cinética moderna y contribuyeron con ello a corroborar la teoría atómica.

Los átomos del gas chocan entre sí pero también con las paredes que lo confinan, de manera que en cada choque ejercen una

pequeña fuerza sobre las mismas. Es necesario pues «sujetarlas» para que no se desplacen, lo cual se manifiesta en la descripción de grano grueso como la *presión del gas* que empuja sobre las paredes. La presión crece con la velocidad con la que se mueven los átomos y con la densidad del gas (porque entonces aumentan tanto el número de átomos que chocan contra las paredes como la velocidad con que lo hacen). Está claro que la presión también es una propiedad colectiva en el sentido de que es el resultado acumulativo de muchísimas colisiones de los átomos contra las paredes. A modo de ejemplo, la presión que ejerce la atmósfera sobre la superficie de un sello de correos es equivalente aproximadamente a un peso de dos kilogramos y es el resultado de unos 10^{25} choques contra la superficie en un solo segundo debido a moléculas que se desplazan a una velocidad cercana a los 2000 km/h. Se puede entender que el valor de esta fuerza es poco sensible a la contribución de un choque de más o de menos. (A la pregunta de por qué no sucumbe el sello al peso de dos kilos sobre su anverso, se responde que el sello experimenta una presión exactamente igual sobre el reverso debido también a la atmósfera, de manera que ambas fuerzas se cancelan.)

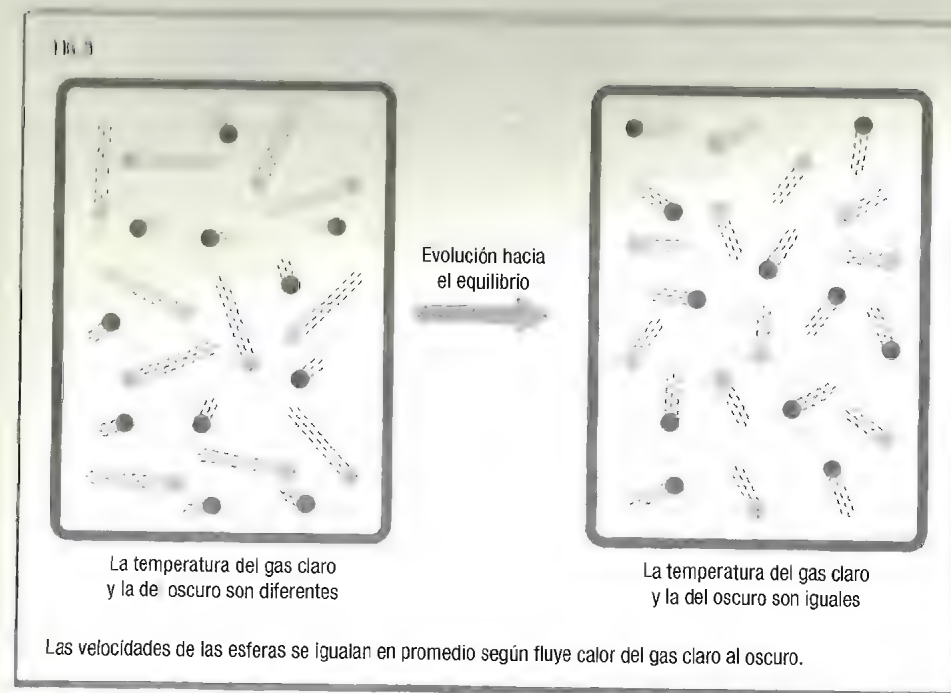
Una configuración habitual en los razonamientos termodinámicos es la del gas de esferas duras encerrado en un pistón, lo cual significa que una de las paredes es móvil (figura 2). Al empujar la pared móvil hacia dentro, los átomos del gas que chocan contra ella aumentan su velocidad y por ende ganan energía cinética (el efecto es el mismo que cuando se golpea una pelota de *ping-pong* con la pala para acelerarla). Esta energía se acaba redistribuyendo entre todos los átomos según van chocando unos con otros y así el efecto neto del movimiento de la pared es un incremento de la energía total del gas. En el lenguaje termodinámico se diría que durante el proceso ha aumentado la energía interna debido al trabajo realizado sobre el gas, pues ha ocurrido un desplazamiento (de la pared) bajo la acción de una fuerza (presión). Para el gas de esferas duras, esta energía interna es simplemente la suma de las energías asociadas al movimiento de cada átomo, es decir, de sus energías cinéticas. En este proceso, el trabajo realizado sobre el gas provoca además una subida



de su temperatura (como podemos comprobar, por ejemplo, al inflar el neumático de una bicicleta con una bomba de mano), lo cual sugiere una relación entre la temperatura y la energía cinética de los átomos. Y en efecto, se puede identificar la temperatura con la energía cinética típica de un átomo del gas (la energía cinética típica o media es la que tendría un átomo si toda la energía del gas se repartiera por igual entre todos ellos; esta precisión es necesaria porque, debido a los múltiples choques entre los átomos, no todos se mueven exactamente con la misma velocidad). Por tanto, la percepción subjetiva de que el gas se ha calentado refleja el hecho de que la velocidad típica con que se desplazan los átomos se ha incrementado.

Consideremos ahora dos gases con diferentes temperaturas (figura 3): un gas frío de bolas oscuras (esto es, que se mueven despacio) y otro caliente de bolas claras (es decir, que se están desplazando muy deprisa). Si se colocan ambos gases juntos en un mismo recipiente, se observará que las bolas claras tienden a perder velocidad según son «frenadas» en las colisiones con las bolas oscuras lentas que se van encontrando en su camino, mientras que las bolas oscuras tienden a ganar velocidad cuando van siendo «empujadas» por las colisiones con las bolas claras rápidas. El proceso continuará hasta que ambos tipos de bolas tengan la misma velocidad típica, de manera que no haya preferencia para que unas se vean «frenadas» y otras «empujadas»: es decir, ambos gases habrán alcanzado la misma temperatura. Este razonamiento está muy simplificado porque las bolas claras se ven frenadas solo en promedio: en casos puntuales esto no ocurre así ya que no todas las claras tienen la misma velocidad exactamente (y lo mismo vale decir para las bolas oscuras). Sin embargo, un análisis más riguroso confirma la conclusión cualitativa que sugiere la discusión sencilla, de manera que el ejemplo muestra que la definición microscópica de temperatura que se ha propuesto verifica efectivamente el principio cero de la termodinámica: las temperaturas de dos sistemas en equilibrio térmico son iguales.

El ejemplo proporciona además la pista fundamental para explicar el concepto de calor desde un punto de vista microscópico. Es evidente que el gas caliente de bolas claras ha cedido energía al gas frío de bolas oscuras. En el proceso, sin embargo, no se ha producido ningún desplazamiento macroscópico que permita identificar un trabajo: en una descripción de grano grueso, la mezcla de gases claro y oscuro aparece simplemente como una sustancia de tonalidad intermedia en reposo. Por tanto, esa transferencia de energía se ha tenido que producir en forma de lo que la descripción termodinámica denominaría calor. El calor aparece pues como una transferencia «desordenada» de energía debida a los movimientos microscópicos, en oposición al trabajo, que representa transferencia «ordenada» de energía mediante movimientos macroscópicamente observables.



La conclusión de estos argumentos es que la temperatura y el calor son consecuencia directa de aquellos movimientos a escalas microscópicas que, aunque regidos por las leyes de la mecánica, no son apreciados de manera directa por la descripción de grano grueso. En su lugar, esta dinámica microscópica es capturada de manera indirecta por los fenómenos que se denominan *calor* y *temperatura* y que están regidos por las leyes de la termodinámica.

LA ENTROPÍA SE REDUCE A CONTAR CAJITAS

Habida cuenta de la estrecha relación entre calor y entropía establecida por la termodinámica, se puede suponer que la entropía también tendrá alguna relación con la dinámica microscópica «oculta» en la descripción de grano grueso. La relación

precisa fue establecida en los trabajos principalmente de Boltzmann, Gibbs y Planck en el último tercio del siglo XIX. Como en la descripción de grano grueso se conoce el valor de solo unas pocas propiedades del sistema, existe una gran cantidad de estados microscópicos (esto es, de valores de las posiciones y velocidades de todos los átomos) compatibles con esa información. Un gas aislado en un recipiente cambia sin cesar de un estado microscópico a otro, según las leyes de la evolución mecánica dictan cómo varían en el tiempo la posición y velocidad de los átomos cuando se desplazan y chocan; y mientras, el estado macroscópico de equilibrio aparece invariante en el tiempo, ya que el número de átomos N , el volumen V que ocupan y la energía total E son constantes. Así pues, hay muchas formas bajo las cuales los átomos se pueden distribuir dentro de ese volumen y se pueden repartir la energía total. Por ejemplo, una configuración instantánea sería aquella en que todos los átomos se encontrasen en una mitad de la caja y a la vez en reposo (energía cinética nula) excepto uno, que se estaría desplazando con toda la energía E . También, los átomos podrían disponerse instantáneamente de manera equidistante ocupando todo el volumen y cada uno con la misma energía cinética (esto es E/N) pero con la velocidad en dirección arbitraria. En fin, se dice por esto que a un *macroestado* (estado termodinámico) dado corresponden o son accesibles muchos *microestados* (estados mecánicos); también se puede decir que existen muchos microestados compatibles con las ligaduras que determinan el macroestado. Es importante destacar este hecho: un estado de equilibrio termodinámico no se identifica con un estado mecánico, sino con un conjunto de ellos.

Entonces, para un sistema aislado la entropía de un macroestado resulta ser simplemente una medida del número de microestados accesibles y, por ende, una medida de lo grosera que es nuestra descripción de grano grueso. Para ser más precisos, si Ω denota este número de microestados, la entropía termodinámica S viene dada por la denominada fórmula de Boltzmann-Planck,

$$S = k_B \ln \Omega,$$

LUDWIG BOLTZMANN, ENTRE MAXWELL Y EINSTEIN

Ludwig Eduard Boltzmann nació en Viena en 1844. Problemas mentales crónicos le llevaron al suicidio en 1906. Boltzmann llegó a ser un físico teórico de reconocida fama mundial en su tiempo, convirtiéndose en un símbolo de la independencia científica de Austria. Se puede decir que Boltzmann representa un puente entre otros dos grandes físicos teóricos, James Clerk Maxwell en el siglo XX y Albert Einstein en el siglo XX.

La ecuación de Boltzmann

Maxwell, más conocido por su descubrimiento de las leyes que gobiernan el campo electromagnético y la luz (en calidad de ondas electromagnéticas), fue pionero en la aplicación del concepto de probabilidad a la teoría cinética de los gases. Estos trabajos llamaron la atención de Boltzmann, quien los culminó en 1872 formulando por primera vez un modelo para la evolución en el tiempo de estas probabilidades, la denominada *ecuación de Boltzmann*. En ella identificó los ingredientes básicos para entender la irreversibilidad macroscópica a partir de las leyes reversibles de la mecánica.

Un científico frustrado

Albert Einstein, por otro lado, se inspiró en las ideas de Boltzmann para elaborar una explicación en 1905 del movimiento browniano, que a la postre se aceptaría como la prueba definitiva de la existencia de átomos. Boltzmann entendía correctamente sus trabajos sobre la teoría cinética de los gases como sustento de la teoría atómica y se enfrentó con tesón a los críticos antiatomistas. Sin embargo, percibía falta de aprecio hacia su actitud conciliadora, lo cual le provocó una frustración notable.

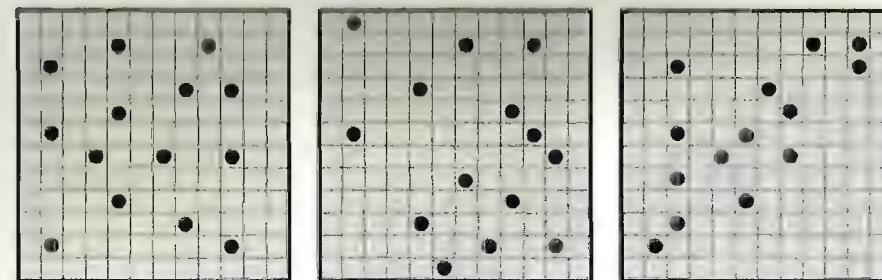


Retrato de Ludwig Boltzmann hacia 1900, tan solo unos años antes de su trágica muerte.

donde k_B es un factor numérico denominado *constante de Boltzmann* y \ln denota el logaritmo natural o neperiano. El valor de la constante de Boltzmann es una consecuencia directa del convenio, anclado en la tradición, de medir la energía y la temperatura en unidades diferentes: se podría hacer k_B igual a uno si se emplease una escala de temperatura más racional, a la vista de que temperatura y energía cinética son equivalentes (en las unidades estándar de julio (J) para la energía y kelvin (K) para la temperatura, el valor de la constante de Boltzmann es $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K aproximadamente). Por otro lado, la presencia del logaritmo es útil simplemente porque conduce a que la entropía sea aditiva. Para muchos propósitos se pueden obviar tanto la constante de Boltzmann como el logaritmo y considerar equivalentes a efectos prácticos la entropía S y el número de microestados Ω . La expresión de Boltzmann-Planck aparece grabada en la tumba de Boltzmann en Viena, aunque irónicamente él nunca la escribió; el primero en hacerlo fue Planck al reformular las ideas de Boltzmann.

Para que esta expresión tenga sentido hay que especificar cómo se cuenta el número de microestados Ω compatibles con un macroestado, es decir, ¿de cuántas formas se pueden asignar posición y velocidad a los átomos? En lo que concierne primero a la distribución espacial de los N átomos del gas, uno se imagina todo el volumen V del recipiente que lo contiene dividido en un montón de cajitas idénticas muy pequeñas (figura 4). Entonces se puede contar el número de formas de distribuir los N átomos entre todas las cajitas, y este número nos dará la cantidad de microestados espaciales (esto es, relativos solo a las posiciones de los átomos, sin consideración de sus velocidades) asociados al macroestado «gas de N átomos en un volumen V ». Igualmente, a la hora de repartir la energía E entre los átomos (lo cual especificará la velocidad de cada uno), se recurre a un «espacio de velocidades»: de la misma forma que la posición de un átomo se asocia con un punto del espacio tridimensional ordinario especificado por tres coordenadas (una para cada dirección: arriba/abajo, delante/detrás, derecha/izquierda), se pueden asociar las tres coordenadas de la velocidad con un punto en un espacio

FIG. 4



El espacio dividido en cajitas. Se muestran distintas configuraciones en la distribución de los átomos entre las cajitas. Cada una representa un microestado espacial diferente.

abstracto imaginario, el espacio de velocidades. Este espacio, a su vez, se puede imaginar dividido en cajitas, cada una correspondiente a un rango muy estrecho de velocidad para los átomos que contiene. Si se cuenta el número de formas de distribuir los átomos entre estas otras cajitas (con la restricción de que la suma de sus energías cinéticas sea justamente E), obtenemos el número de microestados cinéticos (esto es, relativos solo a las velocidades de los átomos, sin consideración de sus posiciones) accesibles al macroestado «gas de N átomos con energía total E ». El número total de microestados Ω asociados al macroestado «gas de N átomos en un volumen V y con energía total E » se obtiene entonces multiplicando entre sí los números de microestados espaciales y de microestados cinéticos, puesto que por cada distribución dada de posiciones atómicas es posible cualquiera de las distribuciones de velocidades, y viceversa.

Números que marean

Este procedimiento pone de manifiesto que el valor obtenido para el número de microestados dependerá del tamaño de las cajitas que escojamos. Así, al asignar un átomo a una cajita o a la inme-

diata vecina se obtienen dos microestados diferentes; pero si se emplean cajitas de tamaño doble, esta cajita más grande englobará a las dos cajitas más pequeñas que son vecinas, de manera que los dos microestados anteriores se convierten en uno solo porque no se discriminan a cuál de las cajitas pequeñas se ha asignado el átomo. En este sentido, el valor de la entropía tal como se ha definido puede parecer arbitrario y por ello inútil. Hay dos razones, sin embargo, por las que esto no es relevante. La primera es que en termodinámica solo importa el cambio de entropía, esto es, la diferencia de entropía entre los estados de equilibrio inicial y final de un proceso, y para evaluar esta cantidad no es relevante el tamaño de las cajitas: debido a las propiedades del logaritmo, solo se necesita saber si, por ejemplo, el número de microestados se ha triplicado o se ha reducido a la mitad, lo cual es independiente de cómo hayamos dividido el espacio con nuestras cajitas imaginarias. La otra razón es de índole más fundamental: la mecánica newtoniana es solo una aproximación a la teoría más precisa de la mecánica cuántica. Una de las consecuencias de los efectos cuánticos es la existencia de un límite insuperable a la precisión con que se pueden especificar la posición y la velocidad de un átomo (*principio de incertidumbre de Heisenberg*). Esto se traduce en un tamaño mínimo de las cajitas que podemos usar para contar microestados, puesto que por debajo de este las leyes de la mecánica cuántica impiden distinguir a qué cajita se ha asignado el átomo. Resulta por ello natural emplear estas cajitas de tamaño mínimo especificado por las leyes cuánticas para obtener un valor de la entropía sin ambigüedad.

Con este criterio, los números involucrados en el cálculo de Ω escapan a cualquier poder de imaginación: si se considera el aire encerrado en un recipiente de un litro de volumen y a una temperatura de 25 °C, el número de microestados asociados a este macroestado es del orden de

$$10^{10^{23}} = 10^{1000000000000000000000000}$$

(un 1 seguido de 10^{23} ceros). Ni remotamente existe suficiente materia en el universo observable para producir el papel donde

LA FUNCIÓN LOGARITMO

El logaritmo es la función matemática inversa de elevar a una potencia. El número e es una constante matemática de importancia equiparable a la del número π . Su valor es $e = 2,718281$ aproximadamente y permite definir el logaritmo natural o neperiano como sigue: si $x = e^y$, entonces $y = \ln x$. Se dice que e es la base del logaritmo natural. Se pueden definir logaritmos en otras bases: por ejemplo, el logaritmo común o decimal, que tiene base 10: si $x = 10^y$, entonces $y = \log x$, y el logaritmo binario o en base 2, muy conveniente cuando se mide la información en bits: si $x = 2^y$, entonces $y = \log_2 x$. La conversión de una base a otra es muy sencilla, pues se reduce a multiplicar el logaritmo por una constante determinada. Por ejemplo,

$$\log_2 x = \frac{\ln x}{\ln 2} = \frac{\log x}{\log 2}$$

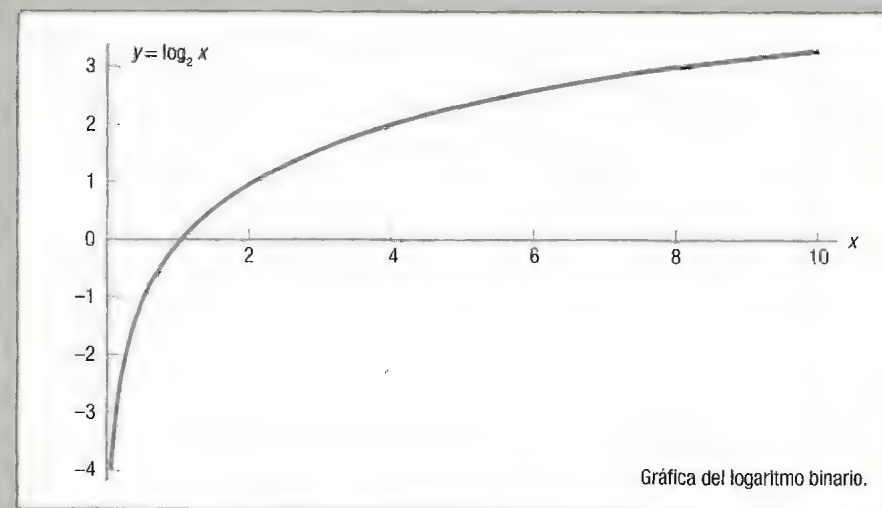
La figura muestra la gráfica del logaritmo binario. La propiedad más relevante del logaritmo es que convierte la multiplicación en suma,

$$\ln(A \cdot B) = \ln(A) + \ln(B),$$

de donde se deduce que la elevación a potencia se transforma en multiplicación:

$$\ln(A^N) = \ln(\underbrace{A \cdot \dots \cdot A}_{N \text{ veces}}) = N \ln(A).$$

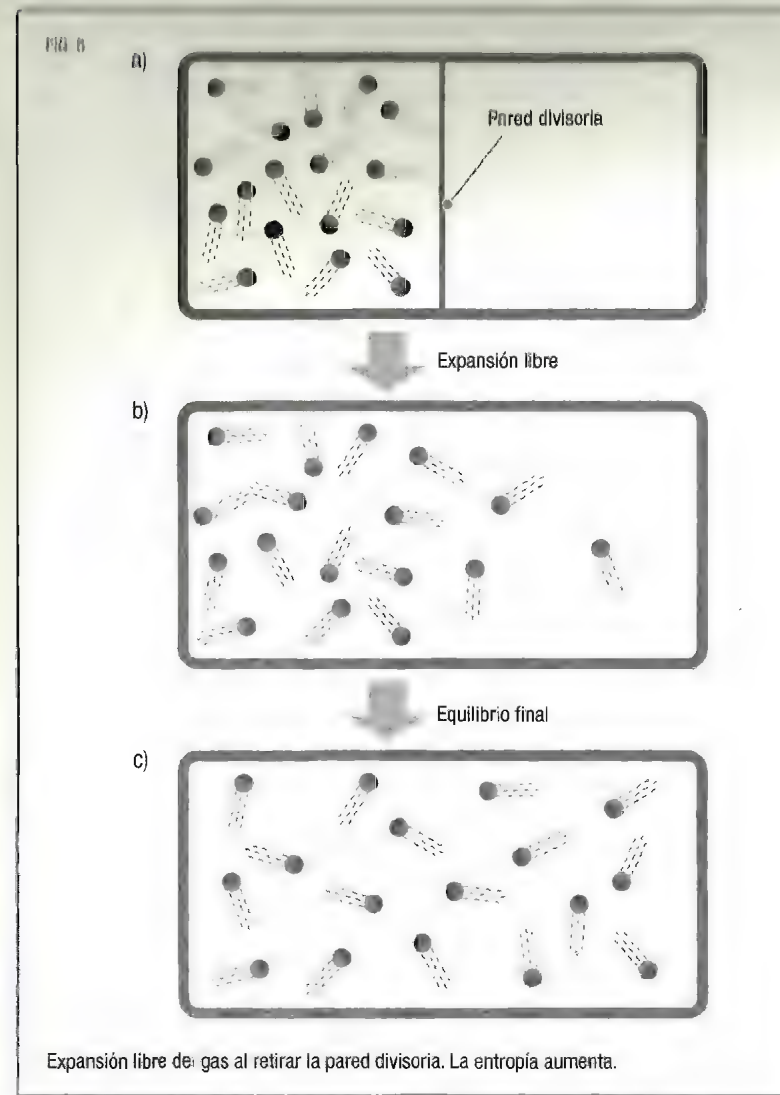
De hecho, esta propiedad define casi completamente el logaritmo: la única función $y=f(x)$ definida para números positivos x , continua (es decir, cuya gráfica se puede dibujar sin tener que levantar el lápiz del papel) y que verifica $f(xz) = f(x) + f(z)$, es un logaritmo (en cualquier base).



escribir todas las cifras. Un número tan enorme no se puede ilustrar con ninguna analogía que tenga sentido. El gigantismo de estos números es una consecuencia directa de la gran cantidad de átomos o moléculas que se ven involucrados en los sistemas macroscópicos reales y resulta ser uno de los ingredientes claves que explican la propiedad termodinámica fundamental de que la entropía de un sistema aislado nunca puede disminuir al alterar las ligaduras.

Se puede ilustrar de manera sencilla con un proceso de expansión libre de un gas. Un recipiente de volumen V se encuentra dividido en dos partes idénticas por una pared rígida, con una parte vacía y la otra rellena con un gas de N átomos y energía total E (figura 5a). La pared divisoria es pues una ligadura que mantiene confinado el gas; al retirarla, el proceso espontáneo es la expansión libre del gas (figura 5b), que conduce a su distribución por todo el recipiente. En el nuevo macroestado de equilibrio, el gas tiene la misma energía y el mismo número de átomos, pero ocupa el doble de volumen (figura 5c). Al pasar del macroestado inicial al final, el número de microestados accesibles para cada átomo se ha duplicado, pues cada átomo dispone del doble de volumen para su posición, mientras que la energía total, y con ella la distribución de velocidades, no ha cambiado. Por tanto, como hay N átomos, el número de microestados accesibles al sistema se ha multiplicado por $2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot \dots \cdot 2^{N \text{ veces}} = 2^N$. Se trata de un factor inimaginablemente grande cuando el número de átomos N ronda valores del orden de, por ejemplo, 10^{22} en un litro de aire. Si se intenta revertir la situación, no es posible lograrlo simplemente reintroduciendo la ligadura de la pared divisoria, ya que solamente en uno de cada 2^N microestados accesibles se encontrarán todos los átomos simultáneamente en aquella mitad del recipiente que ocupaban inicialmente (es como si al lanzar N veces una moneda, se pretendiese obtener siempre cara): con certeza casi absoluta, al volver a poner la pared divisoria solo la mitad de los átomos quedarán en cada mitad del recipiente.

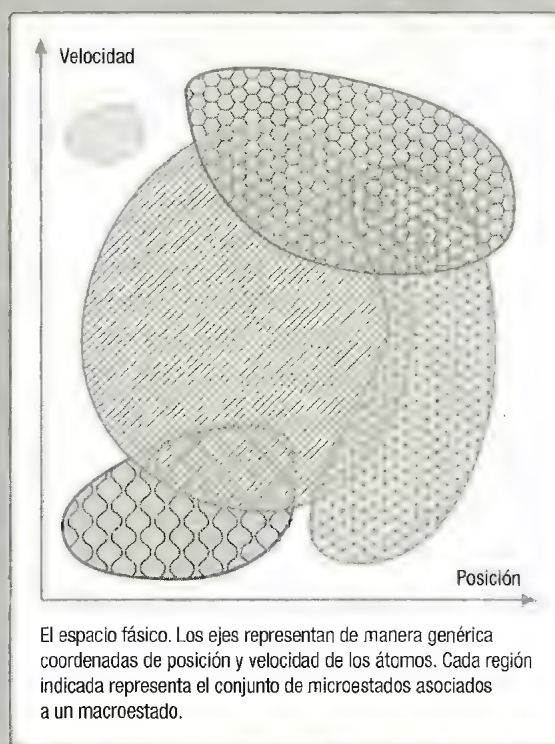
La única forma de devolver el sistema al estado inicial exige desplazar la pared desde un extremo del recipiente hacia el punto medio, obligando así a los átomos a confinarse en la mitad



deseada. Pero en este proceso se realiza trabajo al empujar los átomos y el gas gana energía, la cual se debe ceder en forma de calor al ambiente para volver a tener la energía inicial. Es decir, el sistema ha dejado de estar aislado y la reducción de entropía

[illegible]

Cada tipo de estado del sistema se representa pues como un punto en el espacio fásico, donde es que un microestado, equivalente al conjunto de microestados asociados, se



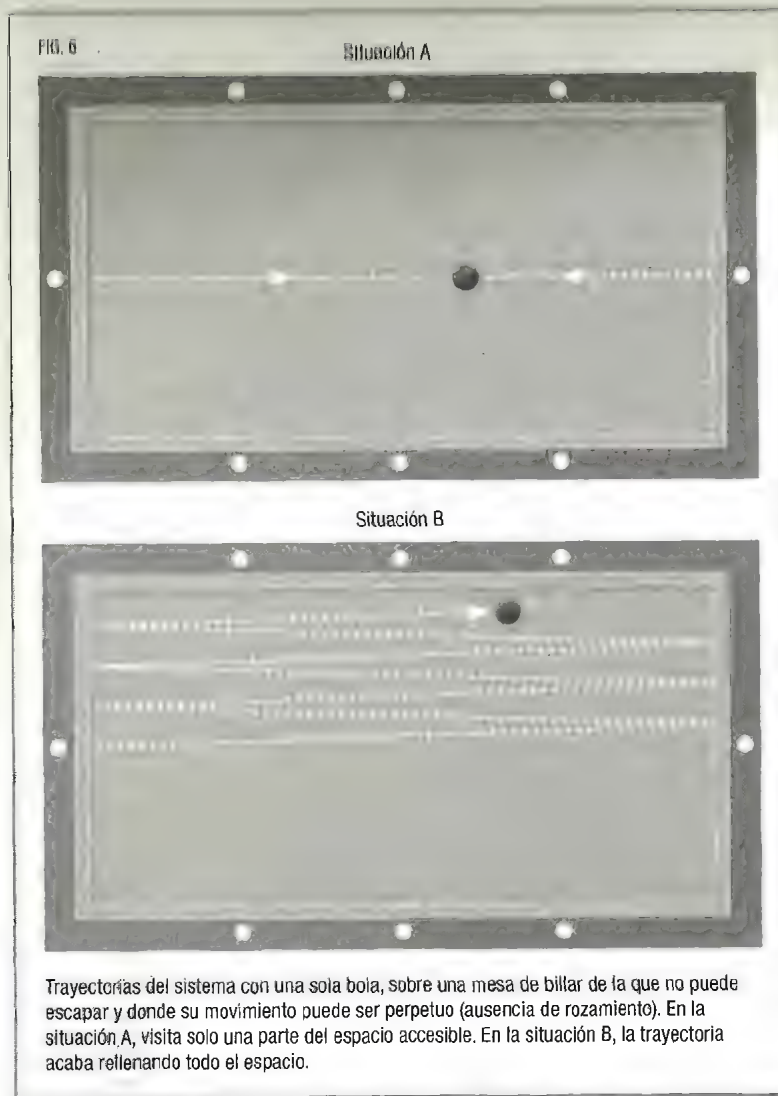
Un razonamiento similar a este se puede repetir para la mezcla de bolas oscuras frías y bolas claras calientes que se discutió anteriormente: la conclusión es que el número de microestados cinéticos aumenta enormemente cuando las energías de los dos gases se igualan, explicando así que el intercambio de calor ocurra en el sentido de aumento de la entropía total.

Estos razonamientos ilustran la idea de los números grandes como fundamento de que la entropía siempre tienda a crecer en procesos espontáneos: al manipular las ligaduras macroscópicas (por ejemplo, la pared divisoria), simplemente hay muchísimos más microestados accesibles para el macroestado final que para el inicial. Sin embargo, esta explicación se basa en otras dos hipótesis básicas adicionales que se han empleado de manera más o menos subrepticia en la discusión: la *hipótesis de igualdad de probabilidades* y la *hipótesis de las condiciones iniciales*.

La hipótesis de igualdad de probabilidades se esconde en la suposición implícita de que un sistema físico aislado no tiene preferencia por encontrarse en un microestado o en otro, es decir, sería igual de probable encontrar el sistema en cualquiera de los microestados accesibles si se pasara de golpe desde la descripción de grano grueso a una descripción microscópica exhaustiva. En consecuencia, la evolución mecánica lleva al sistema a los nuevos microestados accesibles después de manipular las ligaduras macroscópicas (en el ejemplo de la expansión libre, después de retirar la pared divisoria) simplemente porque hay muchísimos más, y no porque la evolución «sienta predilección» de alguna forma por aquellos microestados. Esta suposición de ausencia de preferencias recibe el nombre técnico de *hipótesis ergódica*. Aunque existen algunos sistemas mecánicos sencillos (quiere decirse que constan de una o dos partículas) donde no se verifica, la hipótesis se ha podido demostrar para el gas de es-

feras duras, mientras que múltiples evidencias avisan su validez para los modelos mecánicos suficientemente realistas para describir fielmente los sistemas de interés en termodinámica. ¿Cómo «funciona» en la práctica esta hipótesis? Una versión extremadamente simplificada del gas de esferas duras consiste en una sola bola encerrada en una caja o sobre una mesa de billar de la que no puede escapar y donde su movimiento puede ser perpetuo (ausencia de rozamiento). Un posible microestado es la bola lanzada desde una de las paredes con una trayectoria tal (situación A de la figura 6) que la lleva justo al punto opuesto en la pared de enfrente, donde rebota elásticamente invirtiendo el sentido de su movimiento, regresando así al punto inicial en la pared de partida, donde vuelve a rebotar y así sucesivamente. En este caso, el sistema físico (la bola) no «visita» todos los microestados accesibles al macroestado «una bola en la caja de volumen V y con una energía especificada E »: por ejemplo, su velocidad nunca tendrá una dirección diferente a la inicial o la invertida aunque esto no cambie su energía, ni se encontrará en otros puntos de la caja diferentes a los de la línea recta que representa su trayectoria según va rebotando entre las dos paredes enfrentadas, aunque ninguna fuerza le impida moverse por toda la caja.

Este resultado, sin embargo, es consecuencia de la elección tan especial de la configuración de partida. Si al lanzar la bola contra la pared de enfrente no se apunta demasiado bien, la trayectoria de lanzamiento será ligeramente oblicua (situación B de la figura 6). Esto se traducirá en que, después de rebotar en la pared de enfrente, la bola no regresará exactamente al punto de partida, sino un poco desviada del punto inicial de lanzamiento. Según va rebotando más veces, esta desviación original se va amplificando y, de hecho, la bola acabará pasando tarde o temprano por todos los puntos de la caja o de la mesa de billar (por ejemplo, esto ocurre al cabo de unos mil rebotes si la desviación inicial en la velocidad era de una milésima parte). Este experimento mental es muy simple, pero si ahora se piensa que, en vez de tener una bola sola, esta forma parte de un gas de muchas bolas, entonces tanto el proceso de amplificación de la desviación inicial como el proceso de cambio de la dirección de la velocidad



serán mucho más rápidos según las colisiones con las demás bolas vayan alterando la velocidad de manera más violenta y frecuente que los rebotes contra paredes lejanas. En un sentido técnico bien definido se dice que el sistema mecánico es *caótico*,

porque la evolución mecánica conduce a una amplificación rápida de las desviaciones iniciales (en condiciones generales, esto es, salvo para configuraciones iniciales de las posiciones y velocidades que son excepcionales e irrelevantes para estos razonamientos; por ejemplo, si todas las partículas empezaran mo-

viéndose con exactamente la misma velocidad y en la misma dirección). De esta manera el sistema mecánico acaba «visitando» todos los microestados accesibles sin preferencia por ninguno en particular.

JOSIAH W. GIBBS

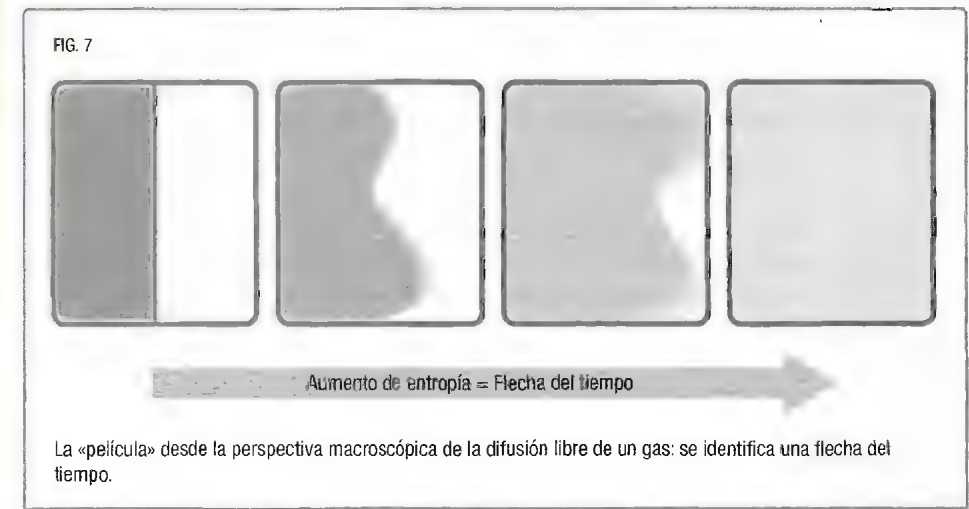
La explicación del principio de aumento de la entropía plantea, sin

embargo, algunas paradojas aparentes, de las que eran perfectamente conscientes Boltzmann y sus coetáneos y que se emplearon para intentar refutar los resultados deducidos por Boltzmann. La primera fue indicada por el matemático Ernst Zermelo (1871-1953), quien razonó que si la evolución mecánica tiene igual preferencia por todos los microestados, entonces también debería ser posible observar fenómenos que se calificarían de imposibles: por ejemplo, la evolución mecánica debería acabar provocando que todos los átomos del gas se concentraran espontáneamente en una mitad del recipiente que los contiene, pues esta configuración es uno de los microestados accesibles. Cuando esto se diera, se podría reintroducir la pared divisoria sin tener que realizar trabajo y el gas habría reducido su entropía espontáneamente. Y en efecto, las leyes de la mecánica no prohíben esto pero, debido a que existe un número enorme de microestados accesibles, el tiempo que debe transcurrir para que suceda, denominado *tiempo de recurrencia*, es tan largo, que el evento se puede considerar imposible a efectos prácticos. Los tiempos de recurrencia para sistemas reales son, debido de nuevo a la magnitud tan grande de los números involucrados, inimaginablemente mayores que la edad del universo (que se estima en unos 10^{10} años; Boltzmann estimó, por ejemplo, que el tiempo de recurrencia para un centímetro cúbico de aire era de $10^{10^{10}}$ años). Esta observación pone de manifiesto que el incremento

de la entropía es en realidad una ley *probabilista*, por oposición al carácter *determinista* de las otras leyes de la física: el segundo principio de la termodinámica es cierto «casi siempre», en el sentido de que la entropía podría disminuir espontáneamente, aunque las *probabilidades* de que esto suceda son infinitamente pequeñas y, por ende, el suceso es inobservable en términos prácticos. (De hecho, el sencillo ejemplo de las urnas de Ehrenfest y Afanásieva también servía para ilustrar este aspecto en forma de fluctuaciones alrededor del valor de equilibrio.)

Proyectando la película de la evolución hacia atrás

Otra paradoja aparente al tratar de reconciliar la descripción macroscópica con la microscópica, señalada a Boltzmann por el físico Josef Loschmidt, concierne al conflicto entre *irreversibilidad termodinámica* y *reversibilidad mecánica*. El experimento ya descrito de la eliminación de la pared divisoria se podría grabar en una película. En una descripción de grano grueso, se observaría cómo el gas se difunde hasta ocupar todo el volumen del recipiente (figura 7). Si se proyectase la película



hacia atrás, el proceso observado se calificaría de imposible: va en contra de la experiencia cotidiana y los principios de la termodinámica, que recogen esta experiencia, pues indican que el gas solo se puede confinar en una mitad del recipiente si se realiza trabajo por compresión y se intercambia calor con él. Esto nunca ocurrirá espontáneamente y el proceso de difusión se denomina por ello *irreversible* en el tiempo. Se dice que el segundo principio de la termodinámica es asimétrico respecto al sentido del paso del tiempo porque permite distinguir entre pasado y futuro, es decir, define lo que se denomina una «flecha del tiempo»: si se ven varias imágenes del gas en las que ocupa volúmenes de distintos tamaños, somos capaces de ordenarlas cronológicamente, más hacia el futuro cuanto mayor es el volumen ocupado.

Sin embargo, la misma película observada con una precisión microscópica mostraría los átomos en movimiento chocando elásticamente entre sí sin cesar. La proyección de la película hacia atrás enseñaría el mismo escenario (átomos en movimiento chocando entre sí), con la única diferencia de que todas las velocidades tendrían el sentido inverso. Y aunque se esté observando una evolución mecánica «en marcha atrás», las leyes de la mecánica no lo impiden, pues las velocidades pueden tener una dirección y sentido arbitrarios. El proceso no se juzgaría como imposible y, de hecho, la observación de todos estos movimientos atómicos no permitiría identificar en qué sentido corre el tiempo. Se dice pues que las leyes de la mecánica son simétricas respecto al sentido del tiempo (no se puede distinguir pasado de futuro) y que la evolución descrita por ellas es *reversible* en el tiempo. La simetría temporal es una propiedad de todas las leyes de la física excepto del segundo principio de la termodinámica, lo cual planteó un dilema a los pioneros a la hora de tratar de explicar este último a partir de aquellas. (Solo existe otra ley física fundamental que no es simétrica en el tiempo, que era desconocida por entonces y que solo concierne a un tipo particular de desintegración radioactiva de los núcleos atómicos. Con los conocimientos actuales no se puede aducir ninguna evidencia a favor de alguna relación entre esta ley y el segundo principio; si

realmente fuera así, entonces la conexión emergería en un nivel de conocimiento tan profundo que aún se ignora.)

El dilema es, pues, que si las leyes de la mecánica permiten la evolución del gas en un sentido temporal y en el inverso, ¿por qué el segundo principio de la termodinámica, a pesar de que debería poderse deducir de ellas, parece prohibirlo? La recurrencia espontánea después de un tiempo muy largo discutida anteriormente no es una respuesta satisfactoria a esta pregunta, porque sigue manteniendo una asimetría entre el proceso directo (es «fácil» o probable de observar) y el inverso (es «difícil» o muy improbable que ocurra), que no existe al nivel más básico de las leyes de la mecánica. Pero esto da una pista sobre la respuesta: la evolución en el tiempo del gas depende no solo de las leyes de la mecánica, sino también del microestado en que empieza la evolución, la denominada *condición inicial*. Volviendo al ejemplo de la pared divisoria: los microestados asociados al gas confinado en una mitad del volumen corresponden a condiciones iniciales tales que la evolución mecánica conduce a la difusión del gas a todo el volumen. Por el contrario, la inmensa mayoría de los microestados asociados al gas distribuido por todo el volumen, cuando se emplean como condición inicial, no conducen a que el gas se «autoconfinen». Para conseguirlo habría que elegir una clase muy especial de microestados, «apuntando» las velocidades con exquisito cuidado para que el número enorme de choques entre átomos que se produciría condujera justamente al confinamiento espontáneo del gas en una mitad del volumen: una tarea extremadamente delicada en virtud del carácter caótico de la evolución.

Lo importante en el razonamiento es enfatizar que se trata de un problema en la elección de las condiciones iniciales y no en las leyes de la mecánica, las cuales «funcionan igual de bien» para cualquier condición inicial. Esta diferencia queda claramente patente si se proyecta la película del proceso de expansión libre hacia atrás: en tal caso, la condición inicial para la evolución marcha atrás es el microestado final con las velocidades invertidas, donde por construcción estas tienen la magnitud y dirección exactamente requeridas para conseguir el efecto deseado. Pero

entonces resulta natural la cuestión sobre qué sucedería si, una vez se hubiese alcanzado el microestado de partida asociado al gas confinado, se continuase proyectando la película hacia atrás. Este microestado (que tiene las velocidades invertidas, pues la película se está proyectando hacia atrás) jugaría entonces el papel de la nueva condición inicial para una evolución marcada por las leyes de la mecánica. Pues bien, la evolución que se observaría ¡correspondería a la difusión del gas hacia todo el volumen! En efecto, sigue siendo cierto que existen muchísimos más microestados asociados al gas distribuido por todo el volumen, así que, como las leyes de la mecánica no tienen preferencias, el gas tenderá a expandirse. Y entonces, aunque la película esté proyectada hacia atrás, observaríamos un proceso que un observador de grano grueso consideraría posible porque estaría asociado con un incremento de entropía en un sistema aislado. (En esta situación se debe tener en cuenta de nuevo, naturalmente, el carácter probabilista del aumento de entropía: podría suceder que el microestado inicial fuese tal que el gas continuase confinándose hasta volúmenes aún menores que la mitad, pero las probabilidades de que eso sucediera son totalmente despreciables dado que el número de microestados iniciales que conducen a ello es muchísimo menor que el de microestados que llevan a una expansión.) En definitiva, si la condición inicial es un microestado asociado al gas confinado, entonces se observaría con una probabilidad altísima la difusión a todo el volumen tanto si el tiempo corre hacia delante como hacia atrás, lo cual refleja el carácter simétrico de las leyes de la mecánica respecto al sentido del tiempo y la imposibilidad de identificar una flecha del tiempo mecánica. Mientras, la descripción macroscópica parece asimétrica solo porque la condición inicial era especial, pues correspondía a un microestado de gas confinado que se podría calificar de «raro» o poco probable. En última instancia, pues, la flecha entrópica del tiempo es más una consecuencia de la condición inicial que de las leyes fundamentales de la mecánica.

La conclusión de estos razonamientos es que en el mundo físico se pueden observar procesos con un aumento de entropía porque existen sistemas en macroestados iniciales de entropía baja, esto

es, con un número de microestados accesibles pequeño en comparación con el de otros macroestados. Esta es la hipótesis de las condiciones iniciales a la que se aludió anteriormente, la cual es independiente de las leyes de la mecánica, como ya se ha enfatizado. La pregunta natural ahora es, pues, ¿por qué se dan en el mundo real estos macroestados de entropía baja? O de manera equivalente, ¿por qué no se encuentran todos los sistemas físicos del universo ya en el macroestado de entropía máxima? Para el ejemplo del gas confinado por la pared divisoria, se podría argumentar que un experimentador ha preparado el sistema en ese estado tan especial (realizando trabajo sobre el gas e intercambiando calor con él para confinarlo). Pero esto es solo una respuesta parcial porque remite la pregunta al caso del sistema más amplio formado por el gas en su recipiente, el experimentador y todo el medio ambiente del laboratorio que interacciona con ellos. Para este sistema ampliado, aislado por definición, el proceso es espontáneo porque ocurre y, por tanto, la entropía total del sistema debía ser baja. Prosiguiendo con este razonamiento hasta su final lógico, se acaba llegando a la pregunta definitiva: ¿por qué el estado inicial del universo tenía una entropía tan baja que se pudieron producir en él procesos espontáneos (formación de galaxias, estrellas, planetas, células, animales pluricelulares, experimentadores y, finalmente, gases confinados en recipientes)?

Recapitulando, la entropía termodinámica se puede entender como una medida de la cantidad de microestados compatibles con una descripción parcial, la de grano grueso, del estado de un sistema mecánico, y su tendencia a aumentar en un proceso espontáneo es una consecuencia de tres ingredientes: los números grandes, la hipótesis ergódica y unas condiciones iniciales especiales. Solo el segundo de esos ingredientes está relacionado directamente con las leyes de evolución mecánica, siendo además en gran medida independiente de los detalles del sistema (tipo de átomos o moléculas, fuerzas de interacción entre ellos, etc.).

La irreversibilidad es, por tanto, consecuencia de la introducción explícita de la ignorancia en las leyes fundamentales.

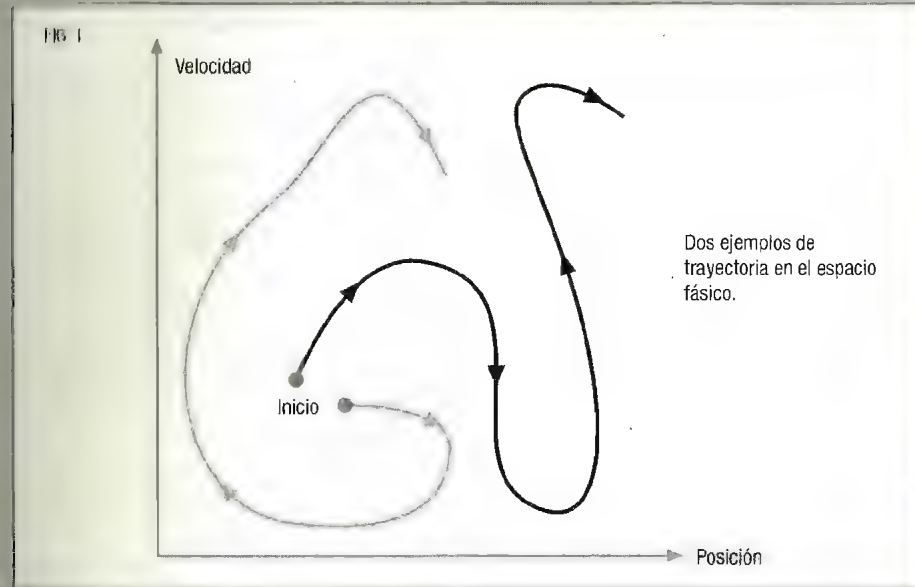
MAX BORN

EL FLUJO EN EL ESPACIO FÁSICO

El comportamiento del microestado es equivalente al de la posición y velocidad de una alfombra, la cual, por tanto, puede seguir sus trayectorias de la misma forma, la posición y la velocidad en cualquier momento posterior o anterior, es decir, el microestado futuro o pasado. Como cada microestado se representa como un punto en el espacio fásico, la evolución dinámica se corresponde pues con una curva en el espacio fásico (figura 1) que describe la trayectoria del microestado según cambia su comportamiento en el tiempo. Además, por cada punto pasa una y solo una trayectoria porque el microestado determina completamente la evolución, de manera que trayectorias diferentes nunca se cortan. El carácter caótico se manifiesta en que dos trayectorias pueden ser muy diferentes aunque empiecen en microestados parecidos (cercaños).

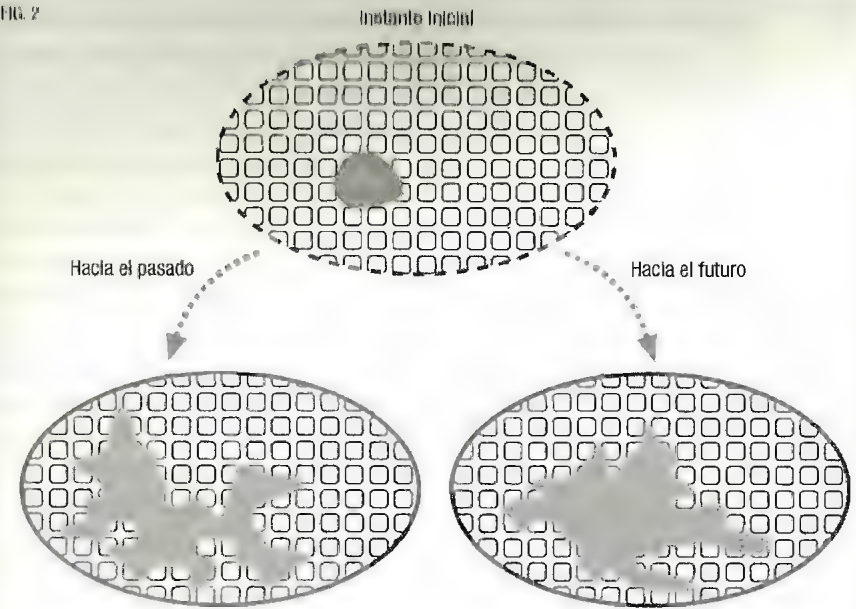
El «desparramamiento»

Un microestado está representado como una región en el espacio fásico. Al manipular las ligaduras, nuevas regiones del espacio fásico se vuelven accesibles en correspondencia con que el sistema evoluciona hacia el macroestado de equilibrio final y su entropía aumenta. ¿Cómo se refleja esta transición en el espacio fásico? La hipótesis ergódica implica que cualquier trayectoria acabará pasando arbitrariamente cerca de cualquier punto de la región accesible porque la evolución mecánica no tiene preferencia por ningún microestado. Por tanto, cada una de las trayectorias que empieza en algún microestado de la región original debe «retroceder» sin cruzarse con ninguna otra trayectoria, para cubrir todo el nuevo espacio accesible.



Dos ejemplos de trayectoria en el espacio fásico.

FIG. 2



El macroestado inicial (mancha pequeña, arriba) y el macroestado final (región grande circundante, abajo) en el espacio fásico. La mancha inicial se deforma porque tiende a rellenar la región circundante, tanto en un sentido del tiempo como en el opuesto.

La evolución es análoga a la de un líquido y literalmente se puede describir de manera gráfica como si la región original (situación superior en la figura 2) fuese una «mancha que se desparrama» hacia las nuevas regiones accesibles del espacio fásico, haciéndose más y más fina para poder rellenar el espacio más amplio al que tiene acceso sin cambiar su volumen total. Este «desparramamiento» (situación de la derecha en la figura 2) es lo que macroscópicamente se identificaría con un aumento de la entropía.

Leyes reversibles

Si se invirtiese el sentido del tiempo, se observaría que esta «mancha» se va recogiendo y concentrando en la región 'inicial' (otra vez la situación superior en la figura 2). Y si se continuase la evolución marcha atrás, se observaría (situación de la izquierda en la figura 2) que la «mancha vuelve a desparramarse» (la entropía aumenta), poniendo de manifiesto por un lado la reversibilidad de las leyes de la mecánica y por otro la relevancia de la condición inicial para observar el aumento de entropía.

Junto con el hecho de que el principio de conservación de la energía disfruta al menos del mismo grado de universalidad, esta hipótesis explica la robustez y el rango de aplicación tan amplio de los principios de la termodinámica a tantos sistemas físicos dispares entre sí. El primer ingrediente (los números grandes) limita la validez del principio a sistemas suficientemente grandes, mientras que el tercero (unas condiciones iniciales especiales) es una cuestión del ámbito cosmológico.

LA ENTROPÍA TAMBIÉN ES FUENTE DE ORDEN

Es habitual encontrar afirmaciones del tipo «la entropía es una medida del desorden» o «el aumento de entropía del universo representa un incremento del desorden». En realidad, estas sentencias son vacuas si no se especifica con propiedad qué se entiende por orden y desorden. La interpretación correcta de estas afirmaciones es como definiciones de desorden: un estado macroscópico se dice más desordenado cuantos más microestados accesibles posee, o sea, cuanto mayor es su entropía. Esta definición de desorden es sensata en la medida en que captura la característica de «potencialidad» que intuitivamente se asocia al concepto de desorden, es decir, que desorden implica la existencia de una multitud de estados en los que un sistema se podría encontrar. Por oposición, el orden se asocia con un único estado específico (o quizá unos pocos), calificado como ordenado. Si se piensa en una colección de trajes, hay muchas formas de guardarlos en el armario. La mayoría de estas formas, correspondientes a tirar los trajes de cualquier manera dentro del ropero, se dirían desordenadas (entropía alta), y solo unas pocas se considerarían ordenadas: básicamente, aquellas en que los trajes están colgados de su percha (entropía baja).

Este ejemplo sirve para ilustrar otra característica que se suele asociar a la noción de orden, que es la de «simetría» y que suele ser la empleada de manera más o menos consciente en nuestra apreciación subjetiva de algo como «ordenado». En efecto, al colgarlos de sus perchas, se pueden disponer los trajes en cual-

quier secuencia, o bien se pueden agrupar en distintas partes del ropero siguiendo algún criterio: por color, por hechura, por día de la semana en que se usa el traje... Si los trajes se agrupan por colores, la distribución se dice «simétrica por colores», en el sentido de que no se ve alterada por el intercambio de trajes del mismo color, esto es, de trajes del mismo grupo. De manera similar se entiende que la agrupación por día de la semana de uso posee «simetría por día de la semana». ¿Cuál de los dos criterios conduce a una distribución «más ordenada» de los trajes en el armario? La respuesta que probablemente cualquier observador daría instintivamente es que la simetría por colores es más ordenada, pues resulta ser una simetría patente y detectable por cualquiera sin necesidad de preparación específica. Por el contrario, la simetría por día de la semana es muy poco obvia, posiblemente solo apreciable por el usuario de los trajes y, si acaso, por sus allegados más íntimos. Esto, sin embargo, es un criterio puramente subjetivo; según el criterio cuantitativo de orden basado en el concepto de entropía, podría suceder que la agrupación por día de la semana fuese más ordenada que la agrupación por colores si resultara que existen más formas («más microestados») de colgar los trajes compatibles con el «orden por colores» que con el «orden por día de la semana». Por ejemplo, esto ocurriría si hubiese poca variedad de colores: entonces el agrupamiento por colores correspondería, abusando del lenguaje, a una descripción de grano más grueso ya que se dispondría de menos información para saber en qué posición exactamente dentro del armario se encuentra colgado un traje particular. (Si se piensa en el caso extremo de que todos los trajes sean del mismo color, entonces el conocimiento de su color no ayuda en absoluto, mientras que saber qué día de la semana se usa un traje ya podría proporcionar alguna pista sobre en qué parte del armario está colgado.)

El desorden también hace fuerza

El propósito de esta discusión es señalar la posibilidad de contradicciones aparentes cuando entran en conflicto los criterios

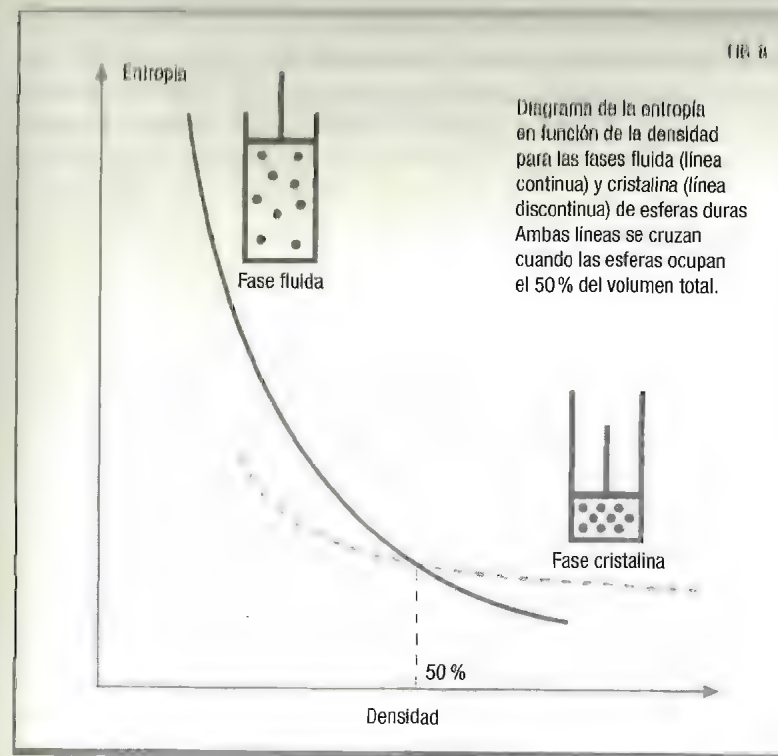
de «simetría» y de «potencialidad» (esto es, entropía) para calificar un estado como más o menos ordenado. De hecho, el ejemplo con los trajes no es tan artificioso como pueda parecer puesto que existen sistemas reales donde se observa una fenomenología análoga a la del ejemplo. Volviendo al modelo

de gas de esferas duras, se puede analizar su comportamiento como función del volumen disponible para las esferas (figura 8). Hay dos casos extremos, correspondientes a baja y a alta densidad. Si el volumen del

recipiente es muy grande, se tiene un sistema diluido en el que cada esfera posee mucho espacio para sí misma: las esferas se distribuyen por todo el volumen de manera «desordenada», sin que la posición de una afecte demasiado a las posiciones de las demás (aunque esta última afirmación parezca un tanto vaga, se puede cuantificar de manera precisa). Este tipo de estado se califica de *fase fluida*. En el otro caso extremo, el de un sistema muy denso, el recipiente está repleto con el número máximo de esferas que caben en el mismo, lo cual ocurre cuando las esferas ocupan aproximadamente el 74% del volumen total. En esta situación, denominada de *empaquetamiento máximo*, las esferas están constreñidas a disponerse «ordenadamente» en contacto mutuo formando una estructura cristalina (y solo una) muy específica para que todas quepan en el volumen. En esta configuración, la posición de unas pocas esferas vecinas permite predecir la posición de todas las demás esferas del sistema y se trata de un estado en una fase cristalina. ¿Qué ocurre en los casos de densidad intermedia entre los dos extremos? Nuestra noción de simetría sugiere que la fase cristalina es más «ordenada» que la fase fluida, así que se podría esperar que el estado de equilibrio, definido como el de entropía máxima, fuese siempre la fase fluida, que es más «desordenada». Pues bien, ¡resulta que la fase de entropía más alta es la cristalina si las esferas ocupan algo más que aproximadamente el 50% del volumen total! Es cierto que solo existe básicamente una estructura única de red cristalina frente a las numerosas distribuciones aleatorias

La imaginación de la naturaleza
supera con creces la nuestra.

RICHARD FEYNMAN

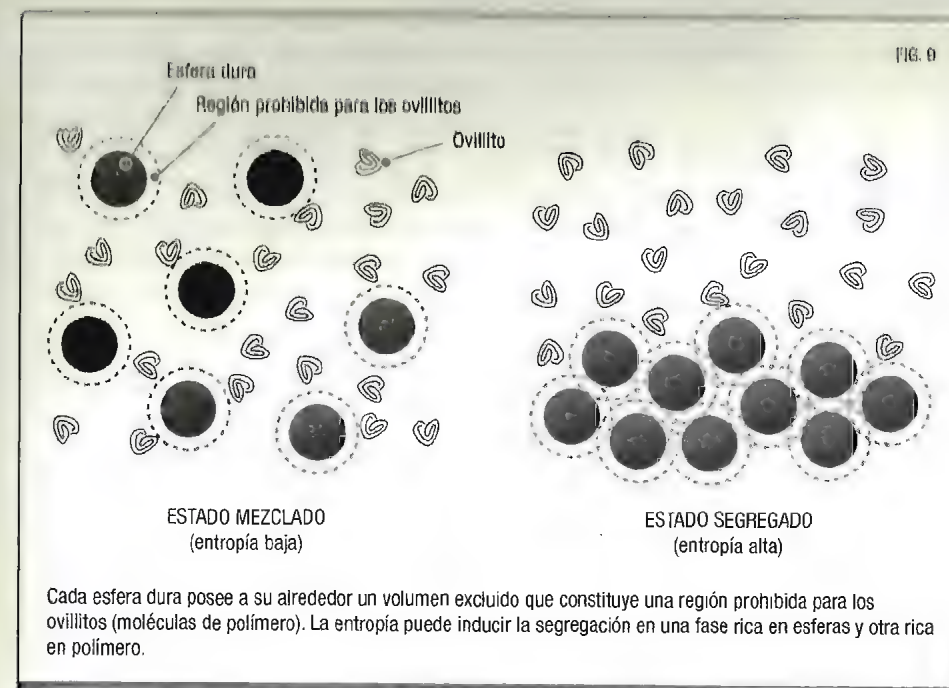


en la posición de las esferas de una fase fluida. Pero sucede que por encima de este valor crítico del 50%, cada esfera, al colocarse ordenadamente en el cristal, dispone en promedio de más espacio para sí misma (y por tanto, existen más microestados y la entropía es mayor) que en la fase fluida, donde la mayoría de las partículas acaban encontrándose en contacto con alguna otra al distribuirse descoordinadamente, lo cual disminuye de forma notable el espacio del que disfruta cada esfera. La aparente contradicción de que el aumento de entropía implicase un ordenamiento contribuyó al escepticismo con que se recibió en su momento este resultado.

Por tanto, según se va disminuyendo el volumen del recipiente ocupado por las esferas, se alcanza un punto (50% de volumen ocupado por las esferas) en que se produce una transición de

fase; en este caso, del fluido al cristal. Desde el punto de vista de la termodinámica, es el mismo tipo de transformación que cuando se congela el agua (transición de fase líquida a sólida), cuando se funde (la transición inversa de fase sólida a líquida) o se hace hervir (transición de fase líquida a gaseosa). Lo que llama la atención de la transición «fluido → cristal» de esferas duras es su carácter exclusivamente entrópico por oposición a las transiciones en sistemas más reales donde juegan un papel relevante argumentos energéticos relativos a las fuerzas atractivas entre los átomos y moléculas. La transición descrita para las esferas duras fue conjeturada teóricamente en 1939, corroborada con simulaciones por computador en 1957 y observada en sistemas reales experimentalmente en 1986 gracias al uso de los *coloides*. Un coloide es una suspensión en un líquido de partículas microscópicas de un tamaño que puede variar en un rango amplio desde unas cien veces el tamaño de un átomo hasta una décima de milímetro. La leche, la sangre o la tinta de color se pueden clasificar como coloides. Hasta que los avances tecnológicos permitieron fabricar en el laboratorio partículas coloidales con propiedades «a la carta», no se pudo disponer de un sistema real cuyas partículas fuesen justamente las esferas duras de los modelos teóricos.

Las esferas duras no son un buen modelo de los átomos cuando la densidad es elevada porque estos también experimentan una fuerza atractiva mutua cuando están cerca unos de otros: un modelo más idóneo sería el de esferas duras «pegajosas». Esta fuerza atractiva es responsable, por ejemplo, de la existencia de dos fases fluidas (el gas y el líquido) y de la correspondiente transición de fase, una fenomenología que no se puede explicar con el modelo simple de esferas duras, que solo exhibe una fase fluida. Sin embargo, los coloides proporcionan en este sentido otro ejemplo de que identificar entropía con desorden no es siempre sencillo. En efecto, el coloide de esferas duras se puede mezclar con un tipo de moléculas que forman ovillitos (técnicamente se trata de moléculas de polímeros, los cuales constituyen la base de, por ejemplo, los materiales plásticos). Como queda de manifiesto en la figura 9, alrededor de cada esfera dura exis-



te una región prohibida para los ovillitos, denominada *volumen excluido*, a la cual no pueden acceder los ovillitos porque la dureza de la esfera lo impide. Esto reduce la entropía del conjunto de moléculas de polímero al disponer de menos espacio que en ausencia de las esferas duras. Sin embargo, existen macroestados con más entropía si las esferas duras se condensan juntas, porque entonces se solapan los volúmenes excluidos y aumenta el espacio disponible para cada molécula de polímero. Así pues, bajo circunstancias favorables la mezcla puede separarse espontáneamente en una fase rica en esferas duras (un líquido) y en una fase pobre en ellas (un gas), reproduciendo el escenario de la transición líquido-gas. A pesar de que este estado segregado posee la entropía más alta, un observador podría argumentar plausiblemente que encuentra más ordenado el estado con las esferas duras y el polímero separados entre sí que cuando todo está mezclado.

Este papel de la entropía como «fuente de orden» se pone de manifiesto de forma más espectacular si se reflexiona cómo consigue el polímero arrinconar juntas las esferas duras (figura 10): cuando las regiones de volumen excluido de dos esferas duras se solapan, las moléculas de polímero tienden a empujarlas una hacia otra porque no caben en la zona intermedia entre las esferas, lo cual produce una descompensación en los choques de moléculas a un lado y otro de cada esfera. A todos los efectos, es como si las esferas experimentasen una fuerza atractiva (esferas duras «pegajosas»), lo cual explica la aparición de las fases líquida y gaseosa. Se trata de un ejemplo de las denominadas *fuerzas entrópicas*, de efectos tan reales como los de las fuer-



zas que aparecen en las leyes de la mecánica (que se podrían denominar «fuerzas energéticas» por mantener el paralelismo), pero que emergen como una propiedad colectiva del conjunto de componentes del sistema.

Los ejemplos discutidos ofrecen la perspectiva apropiada para recordar la resistencia que despertó el principio de aumento de la entropía en los círculos intelectuales de la época victoriana de finales del siglo XIX. En una sociedad marcada por la Revolución industrial y la explosión de desarrollo tecnológico y que se veía como la antorcha civilizadora que llevaba el «orden» al resto del mundo, no encajaba bien la noción de que la evolución del universo se producía en el sentido de aumentar el desorden y que el destino final del mismo era la conjeturada «muerte térmica»: un estado en el que toda la materia se encontraría distribuida homogéneamente y a la misma temperatura. Tampoco la reciente teoría de la evolución biológica propuesta por Darwin y Wallace, que se entendía como la emergencia paulatina de seres vivos cada vez más complejos, más «ordenados», parecía cuadrar con el principio de aumento de la entropía. Las reservas de la élite victoriana eran totalmente infundadas, como muestran los ejemplos discutidos de situaciones sencillas donde la identificación irreflexiva de entropía con desorden puede conducir a conclusiones erróneas. En particular, en el contexto de la evolución biológica está injustificado invocar el segundo principio de la termodinámica para situar la complejidad biológica más allá de las leyes de la física, como algunos eruditos hicieron entonces y todavía hoy en día ocurre.

La información se mide

La información se puede medir y cuantificar, lo cual conduce a una conexión íntima con el concepto de entropía. A la vez que se gana una perspectiva nueva sobre la termodinámica, la entropía adquiere relevancia como una medida de la ignorancia para sucesos aleatorios generales más allá del ámbito de la física.

Al pasar de la descripción atómica y detallada de un sistema físico a la descripción macroscópica y grosera se desdeña una cantidad enorme de información sobre el estado del sistema: se ignoran las posiciones y velocidades de todos sus constituyentes atómicos (el microestado) por el precio de un número reducido de datos sobre el mismo (su masa total, su energía total, y poco más: en definitiva, el macroestado). Para un sistema aislado, la entropía es una medida de la cantidad de microestados diferentes que pueden conducir al mismo macroestado cuando se reduce el detalle descriptivo. En este sentido, resulta natural interpretar la entropía como una medida de la ignorancia, esto es, de la cantidad de información sobre el estado físico del sistema que se ha desechado al recurrir a la descripción macroscópica. Si hubiese un solo microestado compatible con el macroestado, no se pierde información. Si hubiese dos microestados compatibles, se pierde algo de información pero la sensación subjetiva es que no demasiada: al fin y al cabo cualquiera podría acertar el microestado correcto en la mitad de las ocasiones al hacer una conjetura al azar y, si así ocurriera, el grado de sorpresa sería bajo. En el caso de un litro de aire, por el contrario, el número de

microestados en el orden de 10^{30} y si alguien acertara el correcto por azar uno se sorprendería muchísimo. Estas disquisiciones sugieren una forma de cuantificar la noción de «información»: cuanto más sorprendente, por improbable, es el contenido de un «mensaje» (que, en el ejemplo previo, es la comunicación del microestado correcto), tanto mayor es la información transmitida. En su influyente trabajo de 1948, el matemático Claude Shannon elaboró esta idea para mostrar que la información, más allá de vaguedades e independientemente de su origen y significado, se podía definir y cuantificar rigurosamente. El trabajo de Shannon surgió en el contexto ingenieril de las líneas de comunicación telefónicas y de telegrafía, pero fue la semilla para el desarrollo de la teoría de la información, cuya influencia ha crecido mucho más allá de su ámbito primigenio. La relación con la entropía es un ejemplo de ello.

¿CÓMO SE MIDE LA INCERTIDUMBRE?

El marco matemático apropiado para describir la incertidumbre es la *teoría de la probabilidad*, cuyos orígenes se remontan al siglo XVI. Las probabilidades son una herramienta para codificar nuestra ignorancia sobre un resultado. Al lanzar una moneda al aire, tenemos una incertidumbre sobre si saldrá cara o cruz, la cual se puede describir mediante las correspondientes probabilidades para el resultado. La noción de probabilidad es puramente descriptiva, en el sentido de que su uso tiene sentido independientemente de cuál sea la causa de la incertidumbre: en una situación real ignoramos el resultado de lanzar la moneda porque las limitaciones de nuestras capacidades sensoriales e intelectuales nos impiden predecirlo a partir de las leyes de la mecánica aplicadas al movimiento de la moneda. Pero esto sería posible para un robot capaz de observar con suficiente precisión la posición y la velocidad iniciales de la moneda y, posteriormente, de resolver las ecuaciones de Newton para el movimiento de esta con tanta rapidez como para predecir el resultado con certeza. Entonces, la incertidumbre para el robot podría proceder, por

ejemplo, de la ocultación del proceso de lanzamiento, de forma que no pudiese conocer la posición y la velocidad iniciales. Sea como fuere, existe una incertidumbre y esta se puede condensar en la probabilidad de que salga cara. Naturalmente, la probabilidad de que salga cruz será entonces lo que falta para alcanzar la certeza absoluta de que el resultado será o bien cara, o bien cruz (pues se excluye por simplicidad el improbable caso de que la moneda caiga de canto).

La causa de la incertidumbre puede jugar un papel a la hora de asignar valores numéricos a las probabilidades. Las probabilidades *a priori* se asignan según nuestras expectativas: por ejemplo, si no tenemos razones para esperar un resultado sobre otro, asignaríamos una probabilidad del 50% a que saldrá cara. Las probabilidades *a posteriori* se asignan según nuestras observaciones de la frecuencia de ocurrencia: si encontramos que al lanzar 100 veces la moneda la cara solo sale en 30 ocasiones, podemos sospechar que esta está cargada y codificaríamos este hecho asignando una probabilidad del 30% al resultado de salir cara para lanzamientos futuros que usen esta moneda.

Estos razonamientos se pueden extender con facilidad a cualquier experimento sobre cuyo resultado exista una incertidumbre. Esto se denomina *suceso aleatorio*: por ejemplo, el lanzamiento de una moneda, el lanzamiento de un dado o el resultado de medir el microestado de un sistema físico en un macroestado dado. Cada posible resultado del suceso se etiqueta con un índice $n = 1, 2, 3, \dots$ y, debido a nuestra ignorancia, se asigna la probabilidad p_n al resultado n -ésimo. La probabilidad es un número comprendido entre cero, que representa que el resultado nunca se da, y uno, que significa que el resultado ocurre con certeza absoluta (el número p_n representa la probabilidad en tanto por uno; su valor en tanto por ciento se obtiene simplemente multiplicando p_n por cien). El conjunto $\{p_1, p_2, p_3, \dots\}$ de las probabilidades para cada posible resultado se denomina *distribución de probabilidad* y caracteriza completamente el suceso aleatorio.

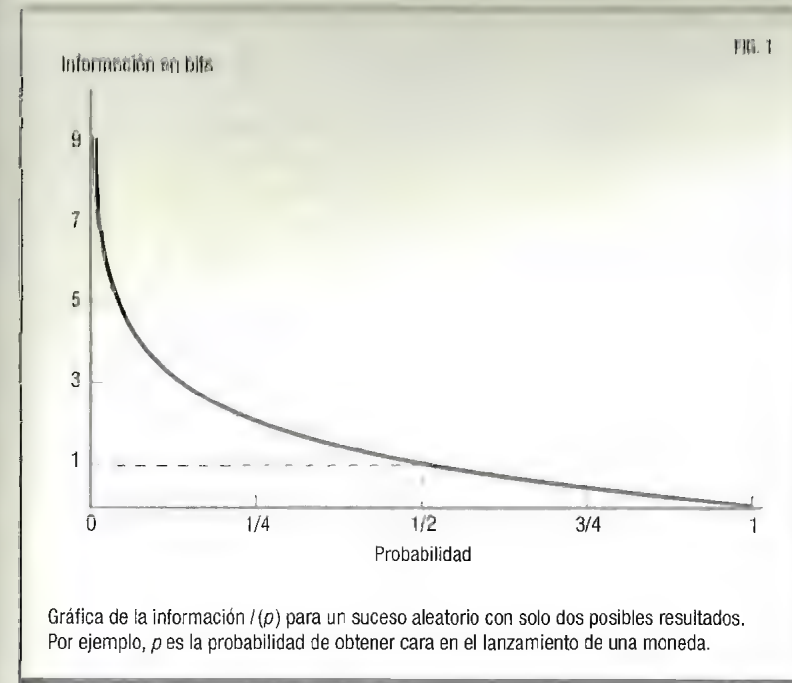
En el fondo, la teoría de la probabilidad no es más que el sentido común reducido a cálculo.

PIERRE-SIMON LAPLACE

Antes de realizar un experimento del suceso aleatorio se tiene *incertidumbre* sobre el resultado; una vez realizado, se posee *información* sobre el resultado. ¿Cuánta información se gana al averiguar que el resultado del experimento ha sido el n -ésimo? Esta cantidad se puede denotar como $I(p_n)$ pues, como se argumentó, parece sensato suponer que la información ganada dependa de lo sorprendente del resultado: cuanto más extraño es (menor probabilidad p_n), tanto mayor es la sorpresa y, con ello, la información ganada al saber que el resultado del suceso aleatorio ha sido justamente el n -ésimo.

Se puede realizar dos veces el experimento del mismo suceso aleatorio: en uno se obtiene el resultado n , en el otro el resultado es m . Entonces resulta plausible argumentar que la información ganada al conocer los dos resultados es la suma de la obtenida con cada uno por separado, porque los experimentos son independientes y no se influyen mutuamente, es decir, el conocimiento del resultado de un experimento no afecta a lo que suceda en el otro: esto se expresa como la igualdad $I(p_n, p_m) = I(p_n) + I(p_m)$, que se denomina *propiedad de aditividad* (la misma propiedad que para la entropía en termodinámica). Aunque parezca inverosímil, resulta que estas propiedades son básicamente suficientes para deducir que debe ser $I(p_n) = -k \ln p_n$ (aquí, k es una constante arbitraria que fija la unidad de medida de la información, mientras que \ln denota de nuevo el logaritmo natural, como en la fórmula de Boltzmann-Planck para la entropía). La figura 1 muestra una gráfica de esta definición de la información: cuando $p_n = 1$ (certeza absoluta de que el resultado será el n -ésimo), entonces $I = 0$ (no se gana ninguna información), mientras que cuando p_n se hace cada vez más pequeño (el resultado es más y más raro), la cantidad I se hace arbitrariamente grande (se obtiene mucha información).

Así pues, se gana más o menos información según sea el resultado del suceso aleatorio. Una forma compacta de expresar la cantidad de información o, lo que es lo mismo, el grado de ignorancia asociado al suceso aleatorio caracterizado por la distri-

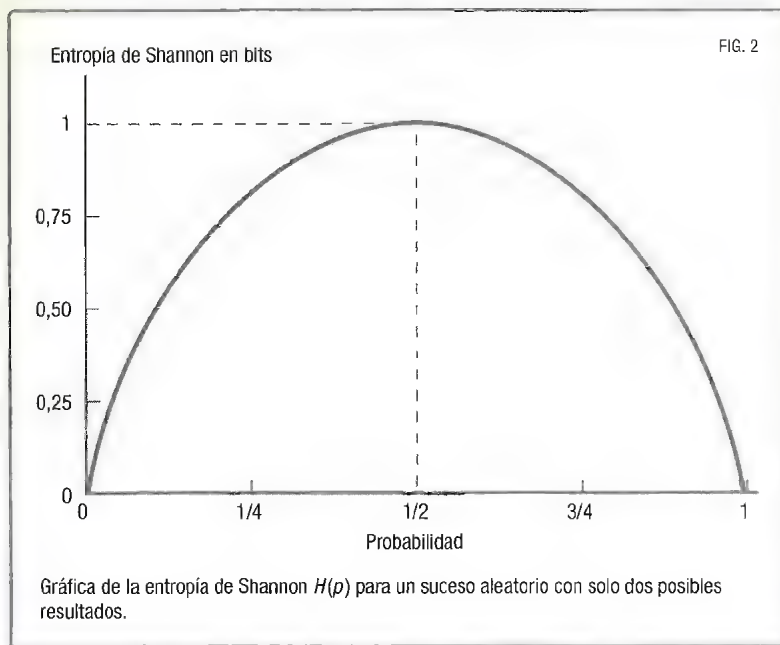


bución de probabilidad $\{p_1, p_2, p_3, \dots\}$ es la información promedio H que se gana al conocer el resultado del suceso:

$$H = p_1 I(p_1) + p_2 I(p_2) + p_3 I(p_3) + \dots = -k \sum_n p_n \ln p_n$$

(el símbolo \sum es una forma abreviada de representar la suma sobre todos los valores posibles del índice n). Esta expresión tiene la estructura de una suma de contribuciones con la forma «producto de la probabilidad de un resultado por la información que se gana con el mismo». De esta manera se tienen en cuenta dos efectos opuestos sobre el valor de la información promedio H : los resultados que proporcionan mucha información (contribución grande a H) son precisamente los raros (contribución pequeña a H), y viceversa. Esta cantidad se denomina *entropía de Shannon* de la distribución de probabilidad (o, de manera

equivalente, del suceso aleatorio) y, como se verá, es formalmente análoga a la entropía de un sistema físico. La cantidad H toma valores comprendidos entre el cero y un valor máximo (figura 2). El primer caso se da cuando una de las probabilidades es uno y todas las demás son cero: entonces, tenemos certeza absoluta sobre el resultado del suceso y no ignoramos nada; de ahí que $H=0$. En el otro caso extremo (H máximo) no se tiene ninguna expectativa en absoluto que nos induzca a preferir un resultado sobre otro debido a que lo ignoramos todo. Por tanto, se asigna la misma probabilidad a cualquier resultado: si existen Ω resultados diferentes (por ejemplo, $\Omega=2$ para el lanzamiento de una moneda, $\Omega=6$ para el lanzamiento de un dado, y $\Omega=$ «número de microestados asociados a un macroestado» para el suceso aleatorio «medición del microestado»), entonces sería $p_n = 1/\Omega$ y resulta que el valor máximo de la entropía de Shannon es $H = k \ln \Omega$, es decir, la entropía dada por la fórmula de Boltzmann-Planck si se identifica k con la constante de Boltzmann k_B .

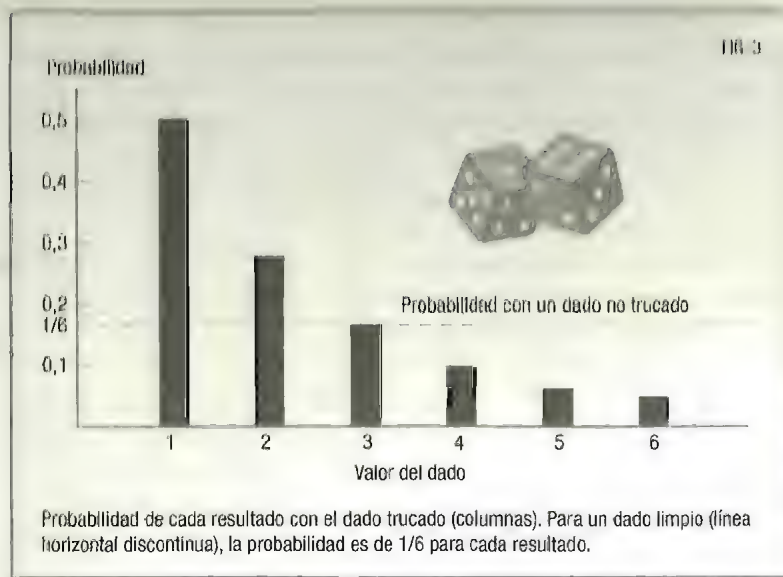


La entropía de Shannon es una herramienta muy útil en el contexto de la inferencia estadística, una disciplina que se ocupa de la pregunta sobre cómo se usan nuestras expectativas para asignar las probabilidades *a priori*. Existen criterios diferentes para esta asignación; uno que parece sensato es el de la máxima ignorancia: las probabilidades deben ser aquellas que no presuponen más información sobre el suceso

La información es la resolución de la incertidumbre.

CLAUDE SHANNON

que la que proporcionan nuestras expectativas. Al disponer de una manera de cuantificar la información, se puede traducir este criterio al lenguaje matemático: las probabilidades p_n deben ser aquellas que hacen máxima la entropía de Shannon H compatible con las expectativas. Consideremos el ejemplo del lanzamiento de un dado en una casa de apuestas: nuestro objetivo es ganar dinero, pero cómo y cuánta cantidad juguemos estarán influidos por las probabilidades que asignemos a los posibles resultados basadas en nuestras expectativas y conocimientos. En este caso tenemos un suceso aleatorio con seis resultados diferentes, etiquetados respectivamente con el número $n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ que marca el dado tras el lanzamiento. La situación más sencilla es la ausencia de expectativas porque no tenemos ninguna información sobre el lanzamiento: entonces, asignamos las probabilidades que hacen máxima H , es decir, la misma probabilidad $p_n = 1/6$ para cada posible resultado n que marque el dado. Esta asignación parece sensata justamente porque carecemos de expectativa alguna y, por ende, no existe preferencia por ningún resultado: cada número debería salir una vez de cada seis en promedio. Supongamos, sin embargo, que nos transmiten una información confidencial: la casa de apuestas hace trampas, de manera que el valor numérico que marca el dado promediado sobre muchas tiradas no es 3,5 como cabría esperar de un dado no trucado (calculáramos este promedio como $(1+2+3+4+5+6)/6$), sino que en realidad es 2. Esta información nos induce a pensar que es más probable que salgan los números bajos ($n=1, 2, 3$) que los altos ($n=4, 5, 6$). ¿Cómo incorporamos esta expectativa a nuestra asignación de probabilidades de manera no sesgada,



esto es, sin presuponer más información que la que realmente poseemos? Pues se busca la distribución de probabilidad que maximiza nuestra ignorancia (es decir, que hace H máximo) pero a la vez predice el valor promedio de 2. Como se muestra en la figura 3, el resultado es una distribución de probabilidad que tiene preferencia por los números bajos del dado.

¿Cómo se transcribe la información?

El trabajo de Shannon introdujo una forma de cuantificar la información. Una pregunta natural entonces tiene que ver con su representación. En particular, ¿existe alguna forma universal de codificarla, es decir, independientemente de su origen y significado? La respuesta es afirmativa y, aunque no lo parezca, es relativamente fácil encontrar representaciones lo bastante generales para codificar cualquier tipo de información. El método más simple es la representación basada en los dígitos binarios «cero» (0) y «uno» (1), denominados «bits» (palabra derivada de

la expresión inglesa *binary digit*). Los bits se pueden considerar como las letras del alfabeto más sencillo posible, pues solo tiene dos letras (un alfabeto es una colección finita de símbolos que codifican la información en forma de una lista ordenada de estos símbolos, denominada «palabra» o «secuencia»). Así, una frase en un lenguaje humano natural como el español o el italiano se puede escribir empleando el alfabeto latino junto con el espacio y los signos de puntuación. Si a continuación se asigna arbitrariamente a cada uno de estos símbolos una secuencia binaria, la frase queda expresada como una palabra binaria (por ejemplo, el convenio ASCII que se utiliza en los ordenadores modernos asigna la secuencia binaria 01000001 a la letra A y la secuencia 00100000 al espacio en blanco). Igualmente, una imagen en blanco y negro se puede representar como una palabra binaria dividiéndola en cuadraditos pequeños (según la resolución con que se quiera representar la imagen) y asignando el valor cero a los cuadraditos negros y el valor uno a los blancos: el resultado es una lista de ceros y unos que permite reconstruir la imagen como composición de cuadraditos. Este procedimiento se denomina digitalización y se puede extender a imágenes en color, a sonidos y, en general, a cualquier tipo de información. Probablemente se pueda afirmar que la mayor parte de la información generada en el mundo actual se encuentra codificada en binario.

¿Cuánta información proporciona un bit? Un bit puede tener dos valores: si lo consideramos un suceso aleatorio, la incertidumbre sobre su valor se recoge en la probabilidad p_0 de que el valor sea cero y en la probabilidad $p_1 = 1 - p_0$ de que sea uno. En ausencia de expectativas sobre el valor del bit, el principio de ignorancia máxima conduce a $p_0 = p_1 = 1/2$, correspondiente a una información $I(1/2) = k \ln 2$ por cada posible resultado (cero o uno) y a una información promedio $H = k \ln 2$ para el suceso aleatorio «bit». En las disciplinas de teoría de la información y de computación se suele tomar el valor $1/\ln 2$ para la constante arbitraria k , de manera que $I(1/2) = 1$ y la unidad de información es el bit. Un bit es pues la información que se gana con cualquier pregunta cuya respuesta solo puede ser «sí» o «no» si no tenemos ninguna expectativa a favor de alguna de las respuestas.

LA REDUNDANCIA

La redundancia surge como consecuencia de que una parte de la información que se transmite es redundante. Así, los fonemas que forman una palabra se repiten y se repiten a su vez en palabras diferentes, redundando en sí mismos. Por ejemplo, en la palabra "papa", la "p" se repite y se repite a su vez en palabras diferentes, redundando en sí mismos. Por ejemplo, en la palabra "papa", la "p" se repite y se repite a su vez en palabras diferentes, redundando en sí mismos. Por ejemplo, en la palabra "papa", la "p" se repite y se repite a su vez en palabras diferentes, redundando en sí mismos.

Entropía e Información

La entropía de Shannon se puede emplear para cuantificar la redundancia de dos sucesos aleatorios diferentes X o Y , por ejemplo, dos partes del mismo mensaje, o el mensaje enviado y el recibido, o dos bits distintos en una secuencia binaria, o el microestado respectivo de dos sistemas físicos diferentes. Las magnitudes que siguen a continuación se pueden entender mejor con la representación gráfica en la figura:

La entropía conjunta $H(X, Y)$ es la información promedio ganada al conocer los resultados de ambos sucesos X e Y . Se calcula como la entropía de Shannon para el suceso aleatorio conjunto (X, Y) .

La entropía condicional $H(X|Y)$ es la información promedio ganada al conocer el resultado del suceso X si ya se conocía el resultado del suceso Y . Esta cantidad se obtiene de la relación $H(X, Y) = H(Y) + H(X|Y)$, es decir, la información de conocer X e Y es igual a la de conocer Y más la de conocer X sabiendo Y . A su vez, la entropía condicional $H(Y|X)$ es la información promedio ganada al conocer el resultado del suceso Y si ya se conocía el resultado del suceso X . Esta cantidad se obtiene de la relación $H(X, Y) = H(X) + H(Y|X)$.

La información mutua $I(X; Y)$ es la diferencia de información que se gana sobre X con o sin conocimiento de Y . Se trata de una expresión simétrica: la información de X sobre Y es la misma que la de Y sobre X :

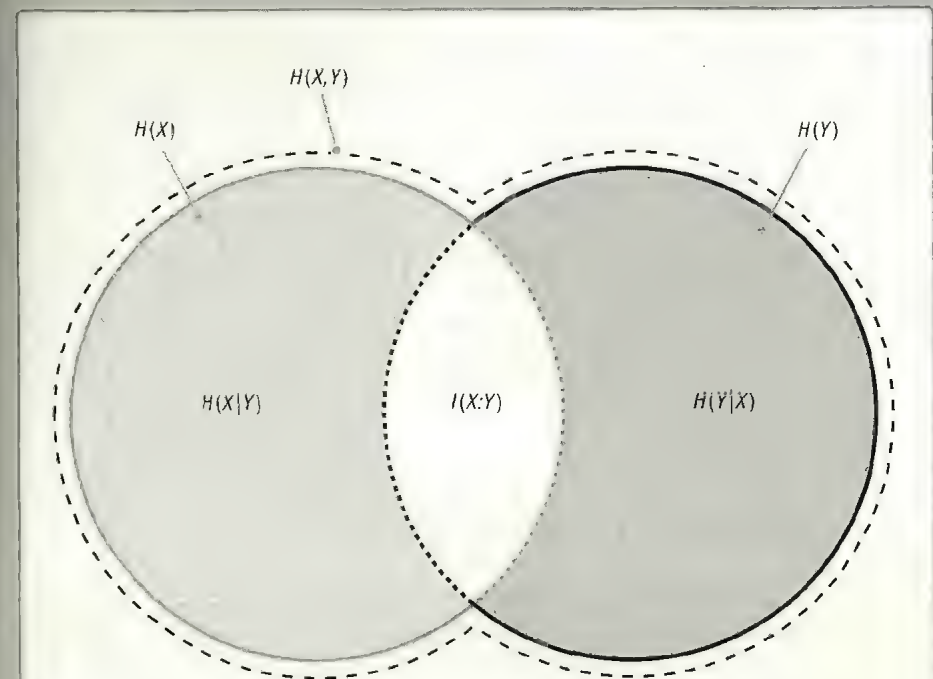
$$I(X; Y) = H(X) - H(X|Y) = H(Y) - H(Y|X) = I(Y; X).$$

Casos extremos de redundancia

Existen dos casos extremos. Cuando no hay redundancia, ambos sucesos son completamente independientes y ninguno proporciona información sobre el otro. Entonces, la información ganada al conocer el resultado del suceso conjunto es la suma de las informaciones gana-

das, con cada una por separado, $H(X, Y) = H(X) + H(Y)$; en ambos casos, $H(X|Y) = H(X)$, esto es, al conocer el resultado de Y no sabemos nada sobre X , y por ello la información mutua es cero, $I(X; Y) = I(Y; X) = 0$.

El otro caso extremo es el de dos sucesos completamente redundantes, es decir el conocimiento de Y permite predecir con certeza absoluta el resultado del suceso X , y viceversa. Entonces, $H(X, Y) = H(Y) = H(X)$, $H(X|Y) = H(Y|X) = 0$ (una vez conocido el resultado de un suceso, el otro no aporta información adicional) y por tanto $I(X; Y) = I(Y; X) = H(X) = H(Y)$ (el conocimiento de un suceso proporciona información completa sobre el otro). Para los casos intermedios, la redundancia se manifiesta en una mayor o menor correlación de los dos sucesos.



Representación por conjuntos. El área encerrada corresponde a la cantidad de información. La entropía conjunta es la unión, la información mutua es la intersección, las entropías condicionales son los complementarios de la intersección.

Por ejemplo, al lanzar una moneda no cargada, la respuesta a la pregunta «¿ha salido cara?» proporciona un bit de información. Por el contrario, la respuesta a la pregunta «¿saldrá el sol mañana?» tiene una información promedio H mucho menor que

La información es algo físico.

ROLF LANDAUER

un bit, de hecho muy cercana a cero porque nuestra expectativa es que la respuesta sea afirmativa con gran probabilidad, aunque, por otro lado, la información ganada será enorme en el rarísimo caso de que recibamos una respuesta negativa.

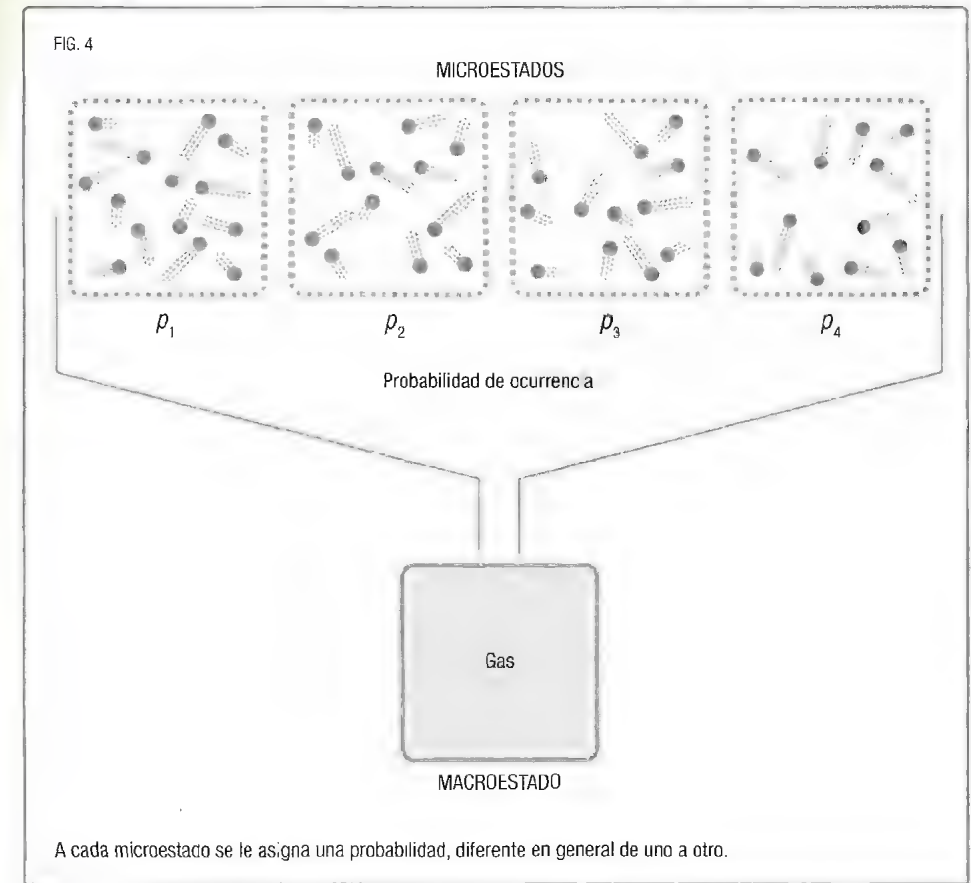
Equipados con una herramienta para medir la información, se puede ganar una perspectiva alternativa del tamaño tan enorme de los números involucrados en la descripción de grano grueso de un sistema físico. Por ejemplo, un litro de aire a temperatura ambiente (por ejemplo a 25 °C) tiene acceso a $\Omega \approx 10^{23}$ microestados con igual probabilidad $p_n = 1/\Omega$. La ignorancia en que incurrimos al pasar a la descripción macroscópica es pues de unos $H = \ln \Omega / \ln 2 \approx 10^{23}$ bits. Por comparación, la información almacenada en alguna de las bibliotecas más grandes del mundo (por ejemplo, la Biblioteca Británica o la Biblioteca del Congreso de Estados Unidos) se estima en unos 10^{17} bits, es decir, nuestra ignorancia sobre el mundo microscópico de ese litro de aire es equivalente a $10^{23}/10^{17} = 10^{23-17} = 10^6 =$ un millón de estas bibliotecas.

MECÁNICA + PROBABILIDAD = FÍSICA ESTADÍSTICA

En el capítulo anterior ya apareció de manera fugaz el concepto de probabilidad a la hora de analizar la fundamentación mecánica de la entropía termodinámica. Y en efecto, las probabilidades ofrecen la herramienta idónea para describir cuantitativamente la transición desde la formulación microscópica hasta la descripción de grano grueso. Gracias sobre todo a los trabajos de Boltzmann y Gibbs en el último tercio del siglo XIX, las probabilidades se incorporaron al arsenal de herramientas de la física teórica. El maridaje de esta nueva herramienta con las leyes de

la mecánica dio nacimiento a la disciplina de la *física (o mecánica) estadística*.

Recordemos que un estado de equilibrio termodinámico está representado por un conjunto de estados mecánicos, puesto que a cada macroestado le corresponden en general muchos microestados. La idea de Gibbs fue caracterizar este conjunto mediante una distribución de probabilidad $\{p_1, p_2, p_3, \dots\}$ sobre los microestados, de manera que p_n representa la probabilidad de ocurrencia (esto es, si se realizara una medida) del n -ésimo microestado en este conjunto (figura 4).



Sobre esta base, Gibbs construyó la física estadística del equilibrio partiendo del postulado de *igualdad de probabilidades*: en un sistema aislado, la evolución mecánica no tiene preferencia por ningún microestado. Por tanto, el estado de equilibrio de un sistema aislado se describe con una distribución de probabilidad en la que todos los microestados tienen la misma probabilidad: si existen Ω microestados accesibles al macroestado, entonces $p_n = 1/\Omega$ (esto es, en una de cada Ω veces el sistema se encontrará en el microestado n). Con el formalismo de Gibbs también se pueden describir fácilmente los estados de equilibrio del sistema cuando no está aislado. Por ejemplo, si el sistema físico intercambia calor con el ambiente, su energía no es constante, sino que fluctúa cuando la evolución mecánica conjunta del sistema y el ambiente provoca un intercambio de energía de ida y vuelta entre ellos. Sin embargo, el conjunto «sistema+ambiente», que sí está aislado, verifica el postulado de igualdad de probabilidades, lo cual permite deducir el valor de la probabilidad p_n para cada microestado del sistema en contacto térmico con el ambiente (las p_n resultantes ya no serán iguales entre sí). Utilizando este lenguaje, es posible deducir todas las leyes y resultados de la termodinámica. En particular, Gibbs mostró que la entropía del macroestado venía dada por la expresión

$$S = -k_B p_1 \ln p_1 - k_B p_2 \ln p_2 - k_B p_3 \ln p_3 - \dots = -k_B \sum_n p_n \ln p_n,$$

que se denomina *fórmula de Gibbs para la entropía* (recorremos que k_B es la constante de Boltzmann y \sum es el símbolo para la suma sobre todos los valores de la etiqueta n). Cuando esta expresión se evalúa para un sistema aislado (en cuyo caso es $p_n = 1/\Omega$) se recupera la fórmula de Boltzmann-Planck, $S = k_B \ln \Omega$.

Resulta patente la similitud entre la fórmula de Gibbs para la entropía termodinámica S y la entropía de Shannon H , lo cual explica el uso del mismo nombre para estas dos cantidades surgidas en contextos aparentemente tan diferentes. (Mientras que para H es habitual elegir $k = 1/\ln 2$ para medir la información en unidades de bit, en física aparece la constante de Boltzmann k_B

LA DISTRIBUCIÓN CANÓNICA

Cuando un sistema está aislado, se postula que la probabilidad de ocurrencia de cada microestado es la misma. Esta distribución se denomina *microcanónica*. Cuando el sistema está en contacto térmico con el ambiente, a temperatura T , esto deja de ser cierto (véase la figura). La correspondiente distribución se denomina *canónica*, y desempeña un papel de gran relevancia en el formalismo de la física estadística.

Energía del sistema

Debido al contacto térmico, la energía del sistema fluctúa por el intercambio de calor con el ambiente. Entonces, la información que se posee es el valor promedio de la energía del sistema, que es lo que un observador macroscópico identificaría como la energía interna del macroestado. Utilizando el principio de ignorancia máxima con esta información, se deduce que la probabilidad asignada al n -ésimo microestado es

$$p_n = \frac{1}{Z} e^{-E_n/k_B T},$$

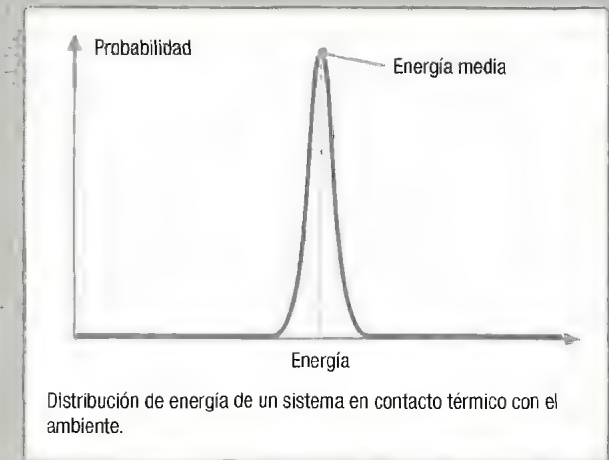
dónde E_n es la energía mecánica del microestado, k_B es la constante de Boltzmann y Z es una constante (que se elige para que la suma de todas estas probabilidades sea uno pues sabemos con certeza que el sistema se encontrará en algún microestado).

Probabilidades de los microestados

Según este resultado, los microestados con menor energía son más probables. Pero existen muchos menos de ellos, de manera que la ocurrencia de configuraciones con energía pequeña es poco probable. De manera más precisa, puesto que se sabe que el número de microestados con una misma energía E viene dado por el número $\Omega(E)$ de la fórmula de Boltzmann-Planck, entonces la probabilidad de que el sistema tenga una energía E dada es

$$P(E) = \frac{1}{Z} \Omega(E) e^{-E/k_B T}.$$

El aspecto típico de esta probabilidad es una curva centrada en la energía media y muy estrecha que representa las pequeñas fluctuaciones de energía.



que, como ya se vio, está determinada por razones históricas relacionadas con las unidades de medida de energía y temperatura.) También destaca la analogía del postulado de igualdad de probabilidades con el resultado de suponer una ignorancia máxima.

El aumento de entropía siempre significa pérdida de información, y nada más.

GILBERT LEWIS

El desarrollo de la teoría de la información proporcionó efectivamente una base rigurosa para fundamentar la impresión de que la entropía tenía relación con la ignorancia, una idea cualitativa que había permeado todas las discusiones sobre el significado

de la entropía termodinámica desde el principio. Más aún, los conceptos motivados por la teoría de la información permitieron elaborar una perspectiva novedosa sobre el formalismo de la física estadística, a cuyo desarrollo contribuyó de manera destacable Edwin Thompson Jaynes con sus trabajos en la segunda mitad del siglo xx.

Ya se ha esbozado el plan de ruta que subyace al formalismo de Gibbs para la física estadística: a partir del postulado de igualdad de probabilidades, motivado por las leyes de la mecánica, se introducen las p_n como probabilidades *a posteriori*, esto es, como frecuencias de ocurrencia; de aquí se deduce la termodinámica, culminando en la fórmula de Gibbs para la entropía. La teoría de la información sugiere, sin embargo, una interpretación alternativa de la física estadística que corresponde a seguir esta ruta en sentido inverso: se toma la entropía de Shannon (esto es, la fórmula de Gibbs) como concepto fundamental y primitivo y las p_n como probabilidades *a priori*, es decir, como representación de las expectativas del observador; partiendo de aquí se deduce la termodinámica como consecuencia de la información de la que se dispone (o, de manera equivalente, de la ignorancia que se padece) sobre el sistema físico. El resultado, en primera instancia quizá inesperado, es que este programa alternativo funciona. La información a nuestro alcance sobre el sistema es lo que en termodinámica se presenta como ligaduras: ¿el sistema está aislado? ¿Está en contacto térmico con el ambiente? ¿Existe un pistón móvil que le permite intercambiar trabajo con el

ambiente? ¿Existe una pared divisoria que separa el sistema en dos partes? ¿Estas dos partes poseen igual o diferente composición?... Pues bien, la distribución de probabilidad $\{p_1, p_2, p_3, \dots\}$ para los microestados que proporciona la física estadística es exactamente aquella que hace máxima la entropía de Shannon compatible con la información que poseemos sobre el sistema físico. Por tanto, el principio de aumento de la entropía se puede entender como el principio de la ignorancia máxima: un sistema aislado adopta en equilibrio aquel macroestado sobre el cual nuestra ignorancia es lo más grande posible. En otras palabras, las manipulaciones en las ligaduras internas de un sistema aislado siempre provocan un aumento de nuestra ignorancia sobre el verdadero microestado del sistema.

LA ENTROPÍA TAMBIÉN DEPENDE DE QUIÉN MIDE

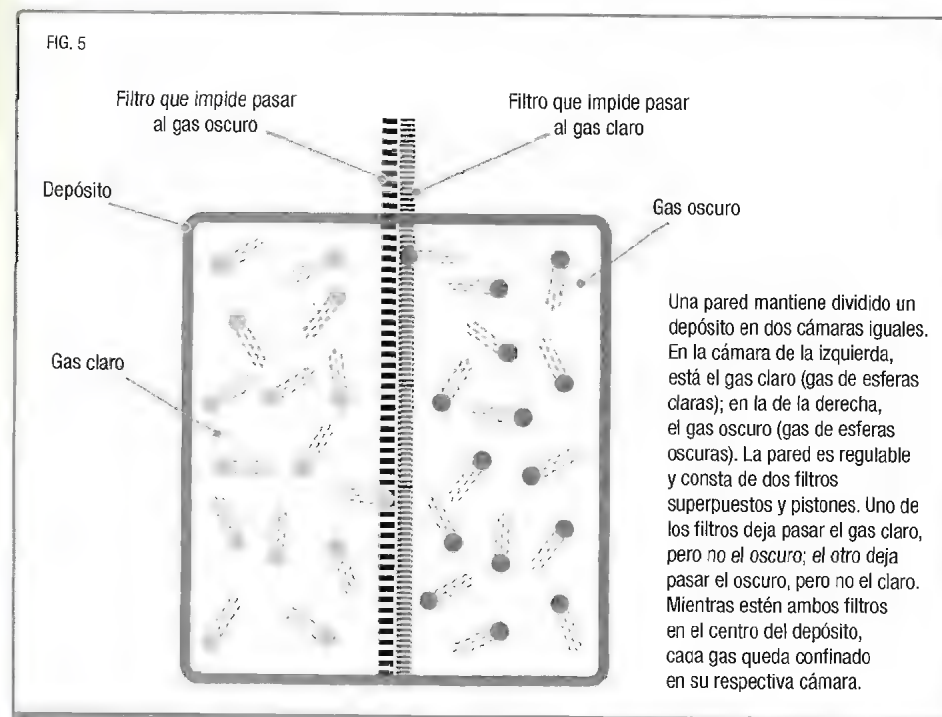
La perspectiva recién presentada hace aparecer la entropía como algo *subjetivo* y «antropocéntrico», como algo más propio del observador que del mundo externo. Y en realidad es así en parte, puesto que el observador tiene bastante libertad para elegir el nivel de descripción del sistema: él decide, basándose en el tipo de ligaduras que manipula para controlar el estado del sistema, qué propiedades de los microestados son relevantes para definir lo que él llama macroestados. En este sentido, la entropía difiere de otras propiedades de un sistema físico en un aspecto fundamental: se entiende que la masa o la energía sean propiedades *objetivas* de cualquier estado mecánico (o microestado) del sistema, puesto que se pueden calcular de manera única e independiente del observador (la masa total es la suma de las masas de los átomos y moléculas constituyentes; la energía total es la suma de las energías cinéticas y potenciales asociadas respectivamente al movimiento y las fuerzas mutuas de estos constituyentes). Por el contrario, la entropía es una propiedad del macroestado, no de cada microestado individual, de manera que hablar de «la entropía de un microestado» dependerá del macroestado al cual el observador asigne ese microestado. Para ilustrar este aspecto,

consideremos un ejemplo basado de nuevo en el gas de esferas duras y supongamos que existen dos tipos de esferas, idénticas en todo excepto en el «color» o «tono»: algunas son claras mientras que otras son oscuras. Podemos interpretar la tonalidad simplemente como una etiqueta para visualizar una propiedad física que distingue un tipo de esferas de otro. Un ejemplo real es el de los isótopos: se trata de átomos del mismo elemento químico pero que tienen masa diferente porque el núcleo atómico difiere en el número de neutrones (por ejemplo, el par hidrógeno/deuterio, cuyos núcleos son, respectivamente, un protón y un protón y un neutrón; o el par uranio 238/uranio 235, cuyos núcleos se distinguen en tres neutrones).

Un recipiente está dividido en dos mitades idénticas por una pared, de manera que en la mitad derecha se tienen inicialmente solo esferas oscuras y en la mitad izquierda solo claras. Supongamos que cada mitad tiene la misma cantidad de esferas y con la misma energía total, así que ambos gases se encuentran a la misma temperatura y presión. Entonces, el único efecto de la pared es separar los colores: aunque la pared fuese móvil, no se desplazaría (igual presión a un lado y otro); aunque no fuese térmicamente aislante, no habría transporte de calor (igual temperatura a un lado y otro). Existen dos observadores, Fernando, quien no sabe nada sobre los colores de las esferas, y Julia, quien los puede distinguir y presume que podrían influir sobre la evolución dinámica de las esferas. Por tanto, Fernando no incorpora la propiedad «color» para describir el estado del sistema y su afirmación, al eliminar la pared divisoria, es que no sucede nada: no hay movimientos macroscópicos ni intercambios de energía porque el estado de equilibrio no cambia al manipular la ligadura, y por tanto la entropía del sistema no se modifica. Julia, por el contrario, estima relevante la propiedad «color», en cuyo caso la eliminación de la pared conduce al proceso de mezcla de dos gases distintos (el de color claro y el de color oscuro), durante el cual aumenta la entropía, pues cada uno de los gases pasa a ocupar el doble de volumen.

En este momento parece que la entropía ha perdido contacto con la realidad y no es una cantidad útil para describir el mundo externo, «verdadero». Si se recurre a una interpretación de la

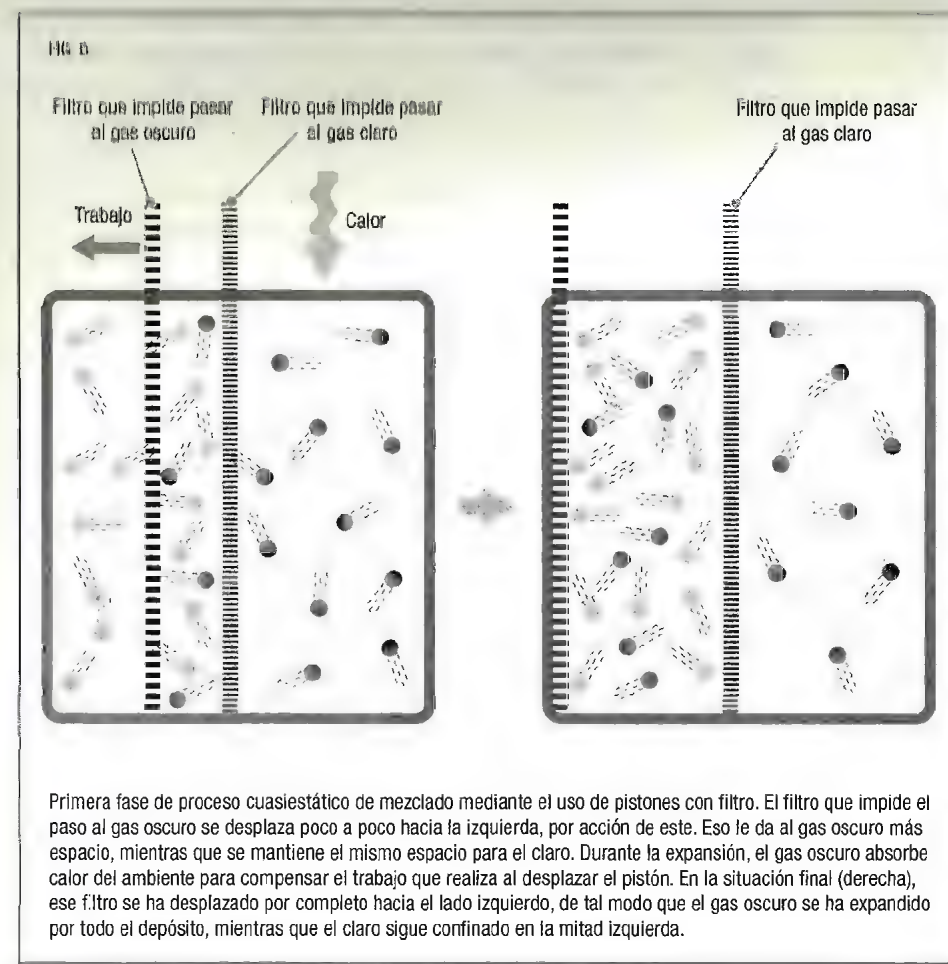
entropía puramente como ignorancia del observador, ¿dónde intervienen las leyes mecánicas fundamentales que rigen la evolución de los componentes del sistema? Pues en la enumeración de los microestados del sistema. En nuestro ejemplo esto significa que intercambiar una esfera del color claro por una del color oscuro produce un microestado diferente para Julia, pero no para Fernando. Si el color es efectivamente una propiedad mecánicamente relevante, entonces esto debe reflejarse en una influencia medible sobre el entorno, es decir, debe existir un efecto objetivo sobre el resto del mundo que vaya más allá de una simple discrepancia subjetiva entre dos observadores que no se ponen de acuerdo. Por ejemplo, esta relevancia se podría poner de manifiesto en la existencia de filtros que, obedeciendo las leyes de la evolución mecánica, dejasen pasar las esferas con el color claro pero no a las del color oscuro, y viceversa (figura 5). La noción de



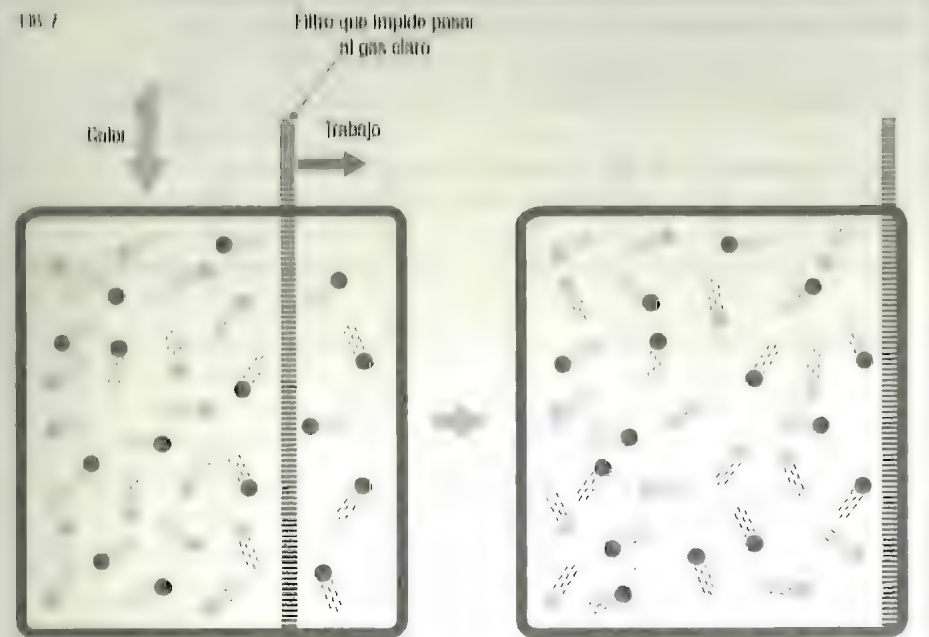
filtro en este caso sirve simplemente para ilustrar de manera sencilla que las leyes mecánicas que rigen la dinámica microscópica son «sensibles al color»; no es necesario entrar en los detalles de funcionamiento del filtro ni en la mayor o menor dificultad de su fabricación.

Empleando los filtros se puede repetir el proceso de mezcla para exhibir explícitamente cómo el mundo externo es influido por la existencia de dos tipos distintos de gases. La idea es realizar el proceso por etapas. Primero se expande solo el gas oscuro, después el claro, y además de manera cuasiestática, esto es, transitando solo estados de equilibrio. La pared divisoria convencional se puede sustituir por otra regulable que consiste en dos pistones con filtros, uno para esferas de color oscuro y otro para las de color claro (figura 5). Primero se permite que el gas de esferas oscuras empuje muy lentamente (para que el sistema se encuentre en todo momento aproximadamente en equilibrio) el filtro que deja pasar esferas claras y se expanda así hacia la mitad izquierda (figura 6). Como el filtro es permeable a las esferas claras, estas no afectan al pistón ni se ven afectadas por él. Durante la expansión, el gas de esferas oscuras absorbe calor del ambiente para compensar el trabajo que realiza al desplazar el pistón. A continuación se repite el proceso para el otro pistón, que permite al gas de esferas claras expandirse hacia la mitad derecha sin afectar a las esferas oscuras, y que también produce trabajo a expensas del calor absorbido del ambiente (figura 7). En el estado final se tiene una mezcla que ocupa todo el volumen con la misma energía total (y, por tanto, la misma temperatura) que inicialmente; es decir, el mismo estado final que cuando se retiró la pared divisoria de golpe.

¿Cómo describirían este experimento los dos observadores? Ambos están de acuerdo en que el ambiente se ha visto influido porque coinciden en el resultado de la medida del calor que el ambiente ha cedido y por tanto en la disminución de entropía del mismo. Como ya se analizó, Julia afirma que la entropía del sistema de gases ha aumentado debido al proceso de mezcla; y en efecto, ella encuentra que este aumento es suficiente para compensar la disminución de entropía del ambiente, de manera



que la entropía total del conjunto «gases + ambiente» ha aumentado, como corresponde a un proceso espontáneo. Fernando, por el contrario, como no distingue los dos tipos de gases, no detecta cambio de entropía del sistema y afirma, por tanto, ¡que observa una violación del principio de aumento de la entropía! (para él, la entropía del gas no cambia pero la del ambiente disminuye). En realidad, la conclusión correcta que debe extraer Fernando es que la aparente violación del segundo principio de



Segunda fase de proceso cuasiestático de mezclado mediante el uso de pistones con filtro. El filtro que estaba situado en el centro del depósito y que impedía el paso al gas claro hacia la cámara derecha, comienza a desplazarse hacia el lado derecho, permitiendo que el gas claro disponga de más espacio en el que expandirse. Durante la expansión, el gas claro absorbe calor del ambiente para compensar el trabajo que realiza al cespazar el pistón. En la situación final (derecha), se ha completado este proceso. Ahora, tanto el gas claro como el oscuro ocupan todo el espacio disponible dentro del depósito.

la termodinámica se debe a que ha enumerado mal los microestados del sistema: ha olvidado considerar una propiedad mecánicamente relevante que ha tenido un efecto medible sobre el ambiente en uno de los experimentos que ha realizado. Este razonamiento sugiere que la descripción de Julia es «verdadera» y «correcta» frente a la que ofrece Fernando. Probablemente sea más apropiado decir que la descripción de Julia es más completa que la de Fernando: ella puede, *si quiere*, ignorar la propiedad del color, lo cual significa no solo renunciar al color para caracterizar los macroestados, sino también, e igual de im-

portante, *abstenerse* de realizar cualquier experimento que sea sensible a esa propiedad (por ejemplo, empleando los filtros). Bajo estas restricciones, ninguno de los experimentos que llevase a cabo Julia pondría de manifiesto la propiedad del color y podrían describirse correctamente con la entropía calculada por Fernando, que la ignora completamente, de forma que ambos observadores coincidirían en la descripción y en las predicciones.

Los ejemplos de la historia

Toda esta discusión alrededor de las esferas claras y oscuras no es tan artificiosa como pueda parecer. Antes bien, refleja situaciones reales pasadas y presentes en la historia del desarrollo de la física estadística. Por ejemplo, los isótopos se descubrieron en 1913; antes de esta fecha, se pensaba que todos los átomos de un mismo elemento químico eran idénticos y la aplicación de la física teórica se basaba en esta hipótesis (este es el punto de vista de Fernando). Solo una vez que se supo de su existencia, se prestó atención a la posibilidad de realizar experimentos termodinámicos que pusieran de manifiesto la diferencia entre isótopos (este es el punto de vista de Julia), aunque en la mayoría de las aplicaciones hoy en día se puede seguir ignorando la distinción sin entrar en contradicciones (este es el punto de vista de Julia cuando, a sabiendas, decide adoptar el punto de vista de Fernando).

Otro ejemplo de abolengo es la dependencia de la entropía con el número de partículas: cuando los pioneros (Clausius, Kelvin y otros) introdujeron el concepto de entropía, caracterizaban el macroestado de los gases confinados en términos de los parámetros variables «volumen del recipiente» y «energía total del gas», y las únicas transformaciones termodinámicas consideradas involucraban cambios en estas cantidades mediante manipulaciones de las correspondientes ligaduras (pistones y contactos térmicos con el ambiente). Es decir, estos observadores prescindieron de la propiedad «número de átomos» para des-

eribir los macroestados así como de aquellas transformaciones que suponían variarla (por ejemplo, mediante la ligadura de una pared permeable). Fue Gibbs quien, a través de una investigación sistemática de la dependencia de la entropía con el número de átomos del gas, puso de manifiesto la importancia de enumerar bien los microestados para obtener una entropía que describiese correctamente los experimentos con número variable de átomos. La tarea de identificar los microestados no es trivial y explica que este caso haya pasado a la historia de la física como la *paradoja de Gibbs*.

Otro caso patente de ignorancia deliberada es el uso de la aproximación de que los átomos son entes simples. Se sabe que en realidad están formados por electrones, protones y neutrones (y estos últimos, a su vez, por quarks y gluones; e ignoramos si existen unos componentes aún más básicos). En este sentido, la estimación de $10^{10^{21}}$ microestados de un litro de aire a temperatura ambiente se queda corta, pues algún átomo podría adquirir de los demás suficiente energía para provocar cambios en el estado de sus propios componentes. Esto será más o menos probable según el rango de energías involucradas en los experimentos y configuraciones que se quieran describir, lo cual determinará si se puede prescindir o no de incorporar los microestados correspondientes a la estructura atómica interna en el cálculo de la entropía. Así, la aproximación del átomo como objeto simple es útil para entender, por ejemplo, las fases gaseosa y líquida de la mayoría de las sustancias, pues son insensibles a la estructura interna del átomo. Por el contrario, la descripción debe ser extendida en situaciones donde, por ejemplo, las distintas configuraciones de los electrones juegan un papel, como en reacciones químicas (porque los electrones, responsables de los enlaces químicos, cambian de estado durante la reacción) o en los metales (porque los electrones más externos de los átomos están libres dentro del metal).

Un último ejemplo digno de mención está relacionado con el descubrimiento de la mecánica cuántica. Antes del advenimiento de esta teoría, solo se podía emplear la física estadística basada en la mecánica clásica. Como consecuencia, algunas

predicciones no cuadraban con las observaciones experimentales. Hacia 1930, se completó la formulación de la mecánica cuántica como la teoría mecánica fundamental y su aplicación permitió resolver estas discrepancias: el problema radicaba en la enumeración de los microestados, que en determinadas circunstancias es diferente en la mecánica clásica y en la mecánica cuántica. A pesar de ello, el formalismo de la termodinámica no se vio afectado en absoluto por el paso de una teoría mecánica a otra, lo cual ilustra muy bien esta perspectiva de la física estadística motivada por la teoría de la información: está por un lado el aspecto de inferencia estadística, que es ajeno a las leyes de la física y se refleja en la entropía como medida de la ignorancia, y por otro lado el aspecto de los principios mecánicos fundamentales de la naturaleza, que se manifiesta en la identificación de los microestados. Se entiende así que la ley de aumento de la entropía y todo el formalismo termodinámico asociado sean tan robustos, pues son independientes de si las leyes fundamentales se rigen por la mecánica clásica, por la mecánica cuántica o eventualmente por alguna otra más básica y aún por descubrir.

En resumen, se puede interpretar la entropía como una magnitud relativa, en el sentido de que depende del observador: este decide qué propiedades empleará para la descripción macroscópica del tipo de experimentos que realiza y de las medidas resultantes, es decir, qué información estima útil para incorporarla a su descripción. Esta subjetividad no invalida el uso de la entropía para predecir y explicar resultados experimentalmente objetivos. Si surgen discrepancias entre las predicciones y las observaciones, entonces el observador, antes que pensar en modificar los postulados básicos de la termodinámica, se debe plantear restringir el tipo de experimentos que realiza (para poder seguir utilizando la descripción «incompleta») o ampliar los términos de su descripción (para poder describir los experimentos «nuevos»). Varios autores han señalado de manera más o menos explícita la «relatividad» de la entropía, lo cual, sin embargo, puede dar lugar a ciertas reservas. Se puede desactivar esta incomodidad si se piensa, por ejemplo, en el concepto de

velocidad en mecánica: la velocidad es relativa porque depende del estado de movimiento del observador. Sin embargo, mientras se tenga una idea clara del significado y alcance de esta relatividad, la velocidad es una noción muy útil para formular leyes y elaborar predicciones en mecánica. Algo análogo sucede con la entropía.

La información también se toca

La información posee necesariamente un sustrato material, pues es almacenada y procesada por sistemas físicos. El principio de aumento de la entropía implica que la única operación que requiere un consumo energético mínimo es el borrado de información. También conduce a una inesperada relación con los agujeros negros que podría ser de gran relevancia.

En el siglo XIX la Revolución industrial fomentó la investigación de los límites que las leyes de la naturaleza imponen sobre las máquinas térmicas (esto es, los dispositivos que transforman el calor en trabajo útil). La disciplina de la termodinámica nació con estos estudios y permitió enunciar unos límites universales independientes de los detalles de construcción y funcionamiento de las máquinas: el principio de conservación de la energía impone que no se puede extraer más trabajo que la energía de que se dispone, y el principio de aumento de la entropía impone que solo se puede convertir en trabajo una fracción de esta energía, es decir, la eficiencia es inferior al 100%.

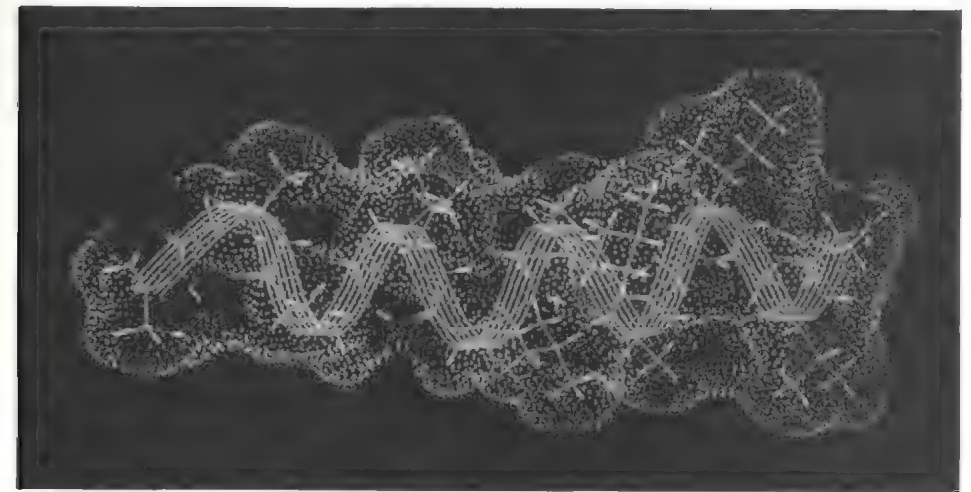
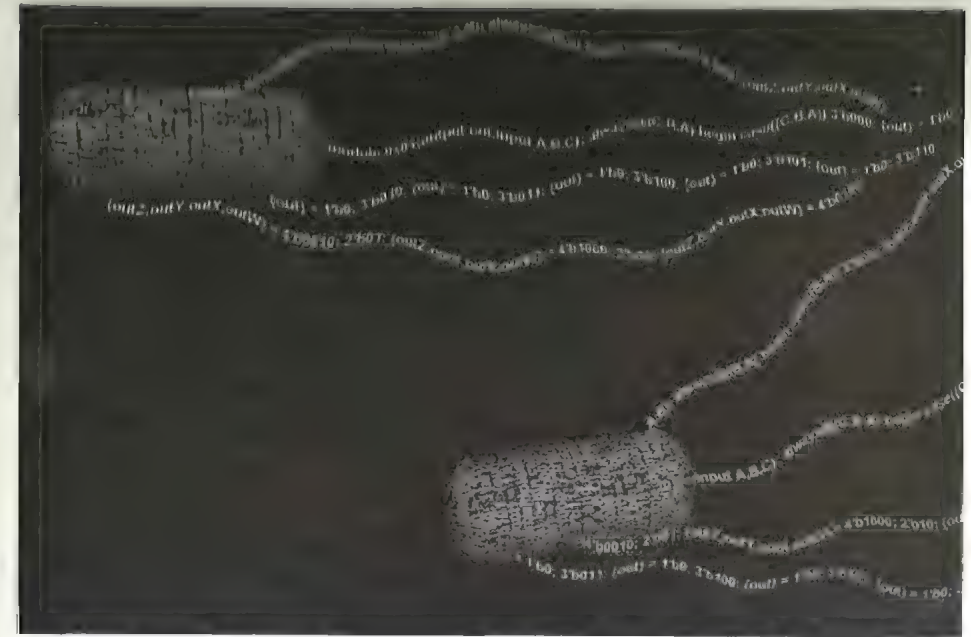
De manera análoga, el desarrollo de las computadoras impulsó en el siglo XX el estudio de los límites físicos naturales sobre los procesos de computación: ¿existe un gasto mínimo de energía para que funcione un computador? ¿El proceso de computación puede ser espontáneo o supone una disminución de entropía? ¿Existen límites a la memoria de almacenamiento o a la velocidad de cálculo? Entre los resultados de este programa de investigación, que todavía no está completado, destaca el descubrimiento de otra conexión entre información y entropía, gracias en gran

medida a los trabajos de Rolf Landauer y Charles H. Bennett, dos investigadores a la sazón en los laboratorios de IBM.

LA COMPUTACIÓN SALE GRATIS

¿Qué es un computador? Se puede definir de manera sencilla como un dispositivo que «procesa información», al cual se le proporciona información de entrada (codificada, por ejemplo, como una secuencia de bits), que utiliza para ejecutar un programa (esto es, una serie de instrucciones) de manera automática, culminando con la entrega de una información de salida (que también se puede representar en binario) como resultado de la computación. Un ejemplo sencillo es una calculadora: damos dos números y pedimos su suma, por ejemplo. La calculadora ejecuta el programa para sumar y nos devuelve el resultado. Esta definición de computador es muy versátil y no se limita al tipo de operaciones con números que realiza una calculadora. Por ejemplo, la información de entrada puede ser una fotografía y se pide al computador que la retoque eliminando contrastes y reduciendo la paleta de colores a tonos de grises. Así, ejecuta el programa correspondiente y devuelve la imagen procesada, que representa la información de salida. Un ejemplo más llamativo de computación es la maquinaria genética de los seres vivos, que se puede entender como un computador que procesa la información almacenada en el ADN en forma de código genético siguiendo un programa asentado en los orgánulos celulares responsables (véase la imagen superior de la página contigua).

En relación con esta definición tan incluyente del concepto de computador se encuentra la noción de *computador universal*, introducida por el matemático Alan Turing en los años treinta del siglo xx. Un computador universal es un dispositivo capaz de simular cualquier otro computador, es decir, de ejecutar cualquier programa para procesar la información. Cualquier ordenador electrónico moderno programable se aproxima bastante bien a esta definición. Pero es natural mostrar cierto escepticismo: ¿cómo va un ordenador electrónico a reproducir las proteínas que se fabri-



El equipo de Christopher Voigt, biólogo sintético en el Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT) en Estados Unidos, es capaz de reprogramar células vivas, lo cual se puede usar, entre otras cosas, para dotar de algunas funciones nuevas a bacterias *Escherichia coli*. La imagen superior recrea de manera artística el concepto. Abajo, modelo molecular, generado por ordenador, de una proteína del virus del SIDA.

en en las células bajo la batuta de sus genes? Lo importante es enfatizar que en este punto solo nos interesa la información, es decir, los datos necesarios para reconstruir la proteína, no ella en sí misma (estos datos son, por ejemplo, la secuencia ordenada

de aminoácidos que la componen). De hecho, hoy en día ya existen programas para ordenador que pueden simular, a partir de una secuencia genética, la proteína que resultaría, incluyendo su estructura espacial según se pliega sobre sí misma (véase la imagen infe-

rior de la página anterior). La complejidad de estas simulaciones limita su éxito cuando los resultados se comparan con la realidad biológica, pero, más que una restricción de índole fundamental, se trata de un problema tecnológico que se acabará resolviendo. Para nuestros propósitos, lo importante en la definición de computador es el flujo de información.

Un billar también puede calcular

Así pues, se pueden ignorar los detalles específicos de construcción y funcionamiento de cualquier computador y considerar el problema abstracto de entender un computador universal, el cual recibe una secuencia binaria como entrada, le aplica transformaciones y finalmente emite otra secuencia binaria como salida. No se puede olvidar, sin embargo, que detrás de todo esto siempre hay sistemas reales regidos por las leyes de la naturaleza: el computador universal se tiene que materializar en forma de un sistema físico constituido por átomos, cuya evolución sigue las leyes de la mecánica. Así, en el lenguaje de la mecánica, la información de entrada determina el estado inicial del sistema, el procesamiento de la misma está descrito por la evolución mecánica y el estado final define la información de salida ya procesada.

La materialización de un computador universal es en realidad muy flexible: básicamente cualquier tipo de evolución dinámica se puede emplear de manera inteligente para realizar un compu-

tador universal. De este modo, además de los computadores modernos basados en la electrónica, se pueden diseñar, al menos en principio, computadores basados en el movimiento de esferas duras (*ordenador balístico*), en el flujo de líquidos, o incluso en la propagación de luz (*ordenador óptico*). El ordenador balístico, también llamado «computador de billar», es particularmente interesante porque ilustra un resultado básico: la computación en sí misma no requiere gasto energético. El ordenador balístico, introducido a principios de los años ochenta del siglo xx, consiste en una colección de esferas duras (bolas de billar) perfectamente elásticas que se desplazan sin fricción y en una serie de paredes perfectamente elásticas dispuestas en orientaciones específicas. En el estado inicial debemos imaginarnos las esferas dispuestas en calles como los atletas en la salida de una carrera, de manera que la información binaria de entrada se codifica por la presencia («uno») o ausencia («cero») de una esfera en cada calle. Las esferas son lanzadas simultáneamente con la misma velocidad hacia el interior del computador, donde las paredes desvían sus trayectorias y causan colisiones entre ellas. Esta evolución mecánica provoca que al final todas las esferas salgan del computador simultáneamente y a la misma velocidad con la que entraron, pero distribuidas de manera diferente en las calles, codificando así la información de salida.

La disposición específica de las paredes reflectantes dentro del computador determina el procesamiento de la información. De hecho, se puede demostrar que alterando la orientación y posición de las mismas se puede reprogramar el ordenador balístico para que lleve a cabo cualquier procesamiento concebible de la información de entrada. Es decir, el ordenador balístico es una materialización de la idea de computador universal. Dado que este ordenador conserva la energía (porque no existe fricción y los choques entre las esferas y con las paredes son perfectamente elásticos), sirve para ilustrar el hecho notable de que el procesamiento de información en sí mismo no requiere consumo de energía: la energía cinética que se invierte en lanzar las esferas hacia dentro del computador se recupera completamente a la salida. Para este argumento no nos concierne que el ordenador balís-

debe tener un diseño poco eficiente o que sea difícil de manejar: lo importante es que representa una prueba de principio de que un sistema físico regido por las leyes de la mecánica newtoniana puede realizar cualquier procesamiento de información sin gasto energético. El ordenador balístico tiene, de hecho, numerosos inconvenientes prácticos, que son precisamente los que ya se discutieron a propósito del gas de esferas duras. Por ejemplo, las pequeñas desviaciones accidentales en la posición y velocidad iniciales de cada esfera se ven amplificadas durante la evolución dinámica debido al carácter caótico del sistema, pudiendo llegar a estropear el proceso de computación. También las pequeñas perturbaciones externas (corrientes de aire, fluctuaciones térmicas en las paredes reflectantes, incluso el tirón gravitatorio debido a la Luna causante de las mareas) contribuyen a esta acumulación de errores. Se han propuesto otras realizaciones físicas del computador universal que no adolecen de estos problemas o que se rigen por las leyes de la mecánica cuántica, pero que, al igual que el ordenador balístico, pueden procesar información sin consumo energético. Este resultado fue en su momento particularmente impactante porque durante décadas estuvo extendida la convicción contraria de que sí existía un gasto mínimo.

La ausencia de un gasto energético mínimo está relacionada estrechamente con otra característica relevante del ordenador balístico que se denomina *reversibilidad lógica*. Esta propiedad significa que no se pierde nada de información: el conocimiento del resultado de la computación permite recuperar con exactitud toda la información de entrada. En efecto, si se invierte el sentido de las velocidades de las esferas en la salida del ordenador balístico, estas describirán la misma trayectoria pero en sentido opuesto y acabarán regresando al estado inicial, proporcionando así la secuencia binaria de entrada. La característica de reversibilidad lógica es compartida por los otros computadores universales sin consumo energético que se han propuesto. Pero esto no es lo que ocurre con los ordenadores cotidianos: por ejemplo, si una calculadora nos comunica que el resultado de sumar dos números ha sido diez, no podemos saber si la información de entrada fue «cinco más cinco», «tres más siete» u

otra de las posibles combinaciones. La razón es que todos los computadores reales que se han fabricado descartan una gran cantidad de información durante su funcionamiento: por ejemplo, la suma y la diferencia de dos números desconocidos son suficientes para averiguar cuáles son; la calculadora ignora la diferencia y proporciona como información de salida solo la suma.

PERO HAY QUE PAGAR PARA OLVIDAR

¿Qué significa realmente que el computador ignore información? Al igual que sucede con su procesamiento, el almacenamiento de la misma posee necesariamente un sustrato material: las secuencias binarias están recogidas de alguna forma en el mundo físico, como en los trazos con lápiz sobre un papel o en la memoria de un ordenador electrónico. En términos generales, para conseguir una memoria que almacene un bit basta con un sistema físico que posea dos macroestados suficientemente diferentes, identificando cada uno con un valor del bit. Disponiendo muchas copias idénticas de este sistema se consigue un dispositivo físico que puede almacenar secuencias binarias. Por ejemplo, en los ordenadores electrónicos modernos la memoria de un bit puede consistir en un imán microscópico que, según se oriente en una dirección o en otra, representa un valor del bit, o en un dispositivo llamado condensador que permite almacenar una cierta cantidad de carga eléctrica: entonces, según si el condensador tiene carga o no, representa un valor u otro del bit. También se puede considerar un recipiente relleno de gas con una pared divisoria en el medio: entonces se puede representar el valor de un bit según el gas esté confinado en la mitad derecha o en la izquierda del recipiente. Aunque este último ejemplo es poco práctico, permite ilustrar la flexibilidad en la elección del sistema físico para funcionar como memoria y de los macroestados para representar el valor del bit.

Entonces, se dice que el ordenador ignora información cuando se vuelve imposible su recuperación debido a un proceso de borrado de la memoria, lo cual induce irreversibilidad lógica en la computación. En términos prácticos esto significa que la

memoria se devuelve a un estado de referencia (por ejemplo, el valor «cero» del bit) *independientemente del estado previo* de la memoria, esto es, de la información que almacenaba. La contrapartida en el mundo real del borrado es un proceso físico que devuelve a su estado de referencia el sistema físico en que se materializa la memoria. Pues bien, el análisis de este proceso lleva a la conclusión de que sí supone un gasto energético mínimo. La idea que subyace a esta conclusión refleja de nuevo la conexión entre información y entropía: al borrar la memoria, se gana información sobre su estado (antes se desconocía el valor del bit que almacenaba; después se sabe con certeza que se encuentra en el estado de referencia). Esta reducción en la ignorancia se manifiesta físicamente en una disminución del valor de la entropía que se asigna a la memoria; por el segundo principio de la termodinámica, la entropía del resto del universo debe aumentar para compensar al menos esta reducción, lo cual solo se consigue si se disipa energía, por ejemplo en forma de calor cedido al ambiente.

Una memoria gaseosa

Para ilustrar esta idea se puede considerar en detalle la realización material particular de una memoria en forma de un gas contenido en un recipiente con pared divisoria en su mitad y mantenido a una temperatura fija por el ambiente. Por convenio, se asigna el bit «cero» al estado en que el gas está confinado en la mitad izquierda, y el bit «uno» cuando lo está en la mitad derecha. El proceso de borrado consiste en los siguientes pasos, que no son más que manipulaciones termodinámicas de ligaduras:

En el paso 1, se elimina la pared divisoria, permitiendo que el gas se difunda hasta ocupar todo el volumen.

En el paso 2, se comprime con un pistón el gas hacia la mitad izquierda.

En el paso 3, se vuelve a colocar la pared divisoria.

Durante el paso 2 se realiza trabajo W sobre el gas, para evitar que suba su temperatura, el gas debe a su vez ir cediendo calor Q al ambiente. Este calor produce un incremento $\Delta S_{\text{ambiente}}$ de la entropía del ambiente suficiente para compensar la reducción de entropía del gas al ser confinado. Con el paso 3, la memoria se devuelve al estado de referencia: confinado a la mitad izquierda y a la misma temperatura que el ambiente.

Por conservación de la energía, el trabajo W es igual al calor Q disipado a la temperatura T del ambiente, el cual a su vez está relacionado con el aumento de entropía del mismo por la relación de Clausius (por definición, el ambiente es tan grande que cualquier intercambio de energía con el gas apenas afecta a su estado de equilibrio y por tanto son procesos cuasiestáticos en lo que concierne al ambiente): $W = Q = T\Delta S_{\text{ambiente}}$. Por tanto, el trabajo que se debe realizar es mínimo cuando $\Delta S_{\text{ambiente}}$ también lo es. Como enseña la termodinámica, esto sucede cuando el aumento de entropía del ambiente compensa exactamente (y no más) la disminución de entropía del gas, de manera que el cambio total de entropía del universo («memoria + ambiente») es nulo. Así pues, ¿cuánto disminuye la entropía del gas en el paso 2? El número de microestados del gas de N moléculas sin confinar es 2^N veces mayor que cuando está confinado a la mitad del volumen. Por tanto, la fórmula de Boltzmann-Planck implica una reducción de la entropía del gas de una magnitud $Nk_B \ln 2$, y el trabajo mínimo necesario para borrar la memoria es pues $W = Nk_B T \ln 2$. Este gasto energético se puede reducir aún más disminuyendo N ; el valor mínimo se obtendría en el caso límite $N = 1$ (una sola molécula de gas en el recipiente), y de hecho no hace falta más para almacenar un bit de información: con saber si la única molécula está en la mitad izquierda o en la derecha es suficiente. Este sencillo modelo de memoria sugiere que el borrado de un bit de información lleva aparejado un aumento mínimo de la entropía del ambiente de magnitud $k_B \ln 2$, que corresponde justo a un aumento de un bit en nuestra ignorancia sobre el microestado del ambiente según la fórmula de Shannon (excepto por el irrelevante cambio de la constante de Boltzmann k_B por la constante $k = 1/\ln 2$). Este aumento repercute en un

gasto de energía de al menos $k_B T \ln 2$. Hoy en día se admite que esta conclusión es en realidad extensible, más allá del modelo analizado, a cualquier materialización de una memoria, pues se trata de una aplicación particular del segundo principio de la termodinámica. En las disciplinas relacionadas con la computación este resultado se conoce como el *principio de Landauer*, quien lo formuló por primera vez en los años sesenta del siglo xx. ¿Cuánta energía representa el límite de Landauer? Es comparable a la energía que tiene una sola molécula de aire y es por ello muchísimo menor que los intercambios de energía involucrados en actividades cotidianas. Por ejemplo, ¿cuánta memoria debería borrar un ordenador ideal para disipar suficiente calor como para elevar un grado la temperatura de un litro de agua a temperatura ambiente ($T \approx 25^\circ\text{C}$)? Pues del orden de un billón de memorias de un gigabyte cada una (o, de manera equivalente, un billón de veces la misma memoria de un gigabyte). También se debe enfatizar que el límite de Landauer solo representa el gasto mínimo en una situación ideal. Los ordenadores electrónicos reales consumen bastante más energía porque el régimen de funcionamiento dista del límite ideal: los procesos suceden muy lejos del equilibrio termodinámico y no son cuasiestáticos, mientras que la miniaturización no ha llegado aún al nivel de utilizar una molécula por bit. Así, el coste de borrar un bit en un ordenador electrónico moderno se estima en más de cien veces el límite de Landauer.

Borrar es eliminar cualquier pista

Para concluir, es importante señalar un aspecto sutil pero recurrente en este tipo de argumentaciones, que es la distinción entre copiar y borrar información. En un proceso de borrado, el protocolo debe ser independiente de cuál sea el estado inicial de la memoria: en el protocolo discutido, el paso 1 de eliminación de la pared divisoria se lleva a cabo tanto si es necesario (gas en la mitad derecha) como si no (gas en la mitad izquierda). La importancia de este paso se puede apreciar si se considera

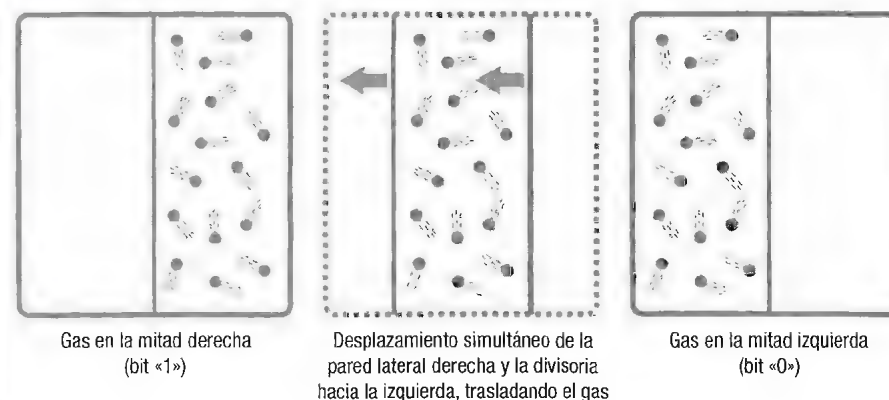
el siguiente protocolo alternativo (ilustrado en la figura 1), que aparentemente produce el mismo efecto de borrado pero sin consumo energético:

Paso 1': si la memoria tiene almacenado el bit «cero» (gas en la mitad izquierda), no se hace nada.

Paso 2': si tiene almacenado el bit «uno» (gas en la mitad derecha), se desplazan simultáneamente la pared lateral derecha y la divisoria hacia la izquierda para transferir todo el gas a la mitad izquierda.

Si el paso 2' se realiza con lentitud, el proceso será cuasiestático, es decir, el gas siempre se encontrará en equilibrio (por ejemplo, si ambas paredes se desplazan al unísono, el gas es trasladado como si fuera un todo rígido). En este tipo de procesos, el trabajo realizado al empujar la pared derecha se compensa con el trabajo extraído al tirar de la pared divisoria. Por tanto, no hay gasto energético ni cambio en la temperatura del gas. El

FIG. 1



El estado de la memoria se pasa de «uno» a «cero».

problema, sin embargo, es que esto no representa un protocolo de borrado sino de copia, ya que implicaría que el agente o dispositivo físico que implementase este protocolo alternativo habría

Es como quemar una enciclopedia.
La información no se pierde si
uno guarda el humo y las cenizas.
Solo que es difícil de leer.

STEPHEN HAWKING

copiado la información sobre el bit en su propia memoria, pues la necesitaría para tomar la decisión sobre qué paso dar, si el 1' o el 2'. Por tanto, sería posible recobrar la información sobre el valor del bit inspeccionando la memoria del dispositivo. Con este protocolo, por tanto, no se borra de

verdad la información; el problema simplemente se traslada al análisis del borrado de la memoria del dispositivo.

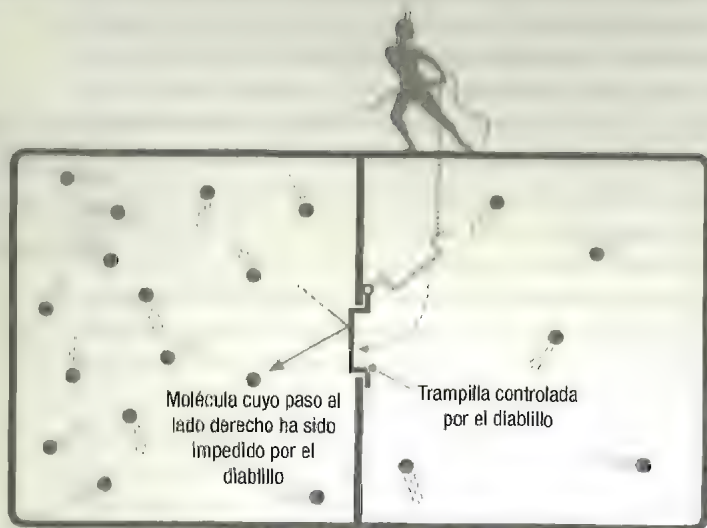
Este ejemplo pone de manifiesto la diferencia entre copiar y borrar información. El copiado es un tipo más de procesamiento de información, que es lógicamente reversible pues la información copiada se puede recuperar. Si un observador ignora el valor del bit que se copia, la memoria donde se copia aumenta su entropía (antes del copiado se encontraba en el estado de referencia conocido; después se encuentra en un estado desconocido, aquel asociado al valor del bit), representando así la transferencia de la información de un sistema físico a otro. En el proceso de borrado la información sobre el valor del bit también se transfiere a otro sistema físico, el ambiente, como ilustra el aumento de entropía de este último, pero, al contrario que en el proceso de copiado, la información se diluye en el movimiento microscópico desorganizado de los átomos del ambiente debido a la disipación de calor: a todos los efectos prácticos, la información deviene irrecuperable y el proceso es lógicamente irreversible.

El proceso físico de medición se puede entender como un proceso de copiado: la información sobre el valor de la magnitud medida se copia en una memoria. Igualmente, los procesos computacionales de lectura y escritura en memoria no son más que procesos de copiado desde la memoria a la del dispositivo o en sentido inverso según el dispositivo sea de lectura o escritura, respectivamente.

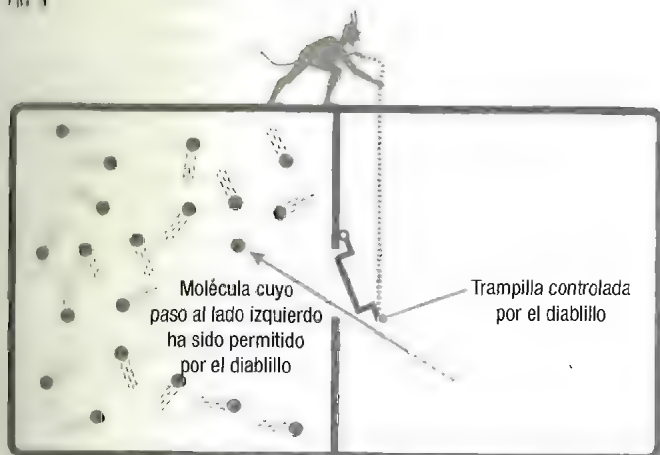
EL DIABLILLO DE MAXWELL O CÓMO VENCER A LA ENTROPÍA

Se puede decir que el denominado «diablillo de Maxwell» representa el epítome de todo lo relatado sobre la relación entre física y computación. El diablillo es un personaje imaginario que introdujo James Clerk Maxwell en 1871 y que se convirtió en un tema recurrente en las discusiones sobre el segundo principio de la termodinámica. El objetivo de Maxwell era poner de manifiesto el carácter probabilista de esta ley y para ello imaginó un ser con capacidades sobrehumanas (en particular, capaz de distinguir las moléculas individuales), de manera que podía aprovechar inteligentemente las pequeñas fluctuaciones que siempre existen para inducir violaciones de la segunda ley.

Consideremos un recipiente dividido por una pared en dos mitades idénticas rellenas con la misma cantidad de gas con la misma energía. Si se perfora la pared, no ocurre nada porque ambos gases se encuentran a la misma presión y temperatura, así que no hay flujo de calor o de materia. A nivel microscópico, diríamos que el número de moléculas que pasan de un lado a otro por el orificio en la pared es, en promedio, el mismo en ambas direcciones. Existen, sin embargo, fluctuaciones: en ocasiones fluyen algunas moléculas más en un sentido que en el opuesto, de manera que el número de ellas en una mitad del recipiente aumenta a costa del número en la otra mitad. Pero como ya se discutió, estos sucesos son poco frecuentes, tanto menos cuanto mayor sea la diferencia en la cantidad de moléculas entre las dos mitades creada por la fluctuación. Maxwell pensó, sin embargo, que si el orificio tenía una puerta o trampilla controlada por el diablillo, este podía aprovechar esas fluctuaciones para impedir el paso de las moléculas hacia el lado derecho (figura 2) pero dejándolas pasar al izquierdo (figura 3), abriendo y cerrando convenientemente la puerta según por qué lado se aproximase la molécula. Como consecuencia, el diablillo acabaría creando una diferencia de presión entre los dos gases a medida que la mitad derecha se vaciase de moléculas y la izquierda se llenase con ellas, es decir, el diablillo provocaría un confinamiento del gas. Este proceso representa una disminución de entropía del sistema, pues no ocurre espontáneamente.



Controlando una trampilla controlada por el diablillo, este puede decidir dejar pasar las moléculas solo hacia el lado izquierdo, abriéndola y cerrándola a conveniencia, dependiendo de cuál de los dos sea el lado desde el que se aproxime la molécula. Se muestra también una molécula cuyo paso al lado derecho ha sido impedido por el diablillo, que ha cerrado la trampilla antes de su llegada, con el resultado de que ha rebotado contra la trampilla y ha cambiado de trayectoria.



El diablillo controlando la trampilla para dejar pasar solo moléculas del lado derecho hacia el izquierdo e impedir el paso en sentido contrario, acaba vaciando el lado derecho y concentrando todas las moléculas en el izquierdo. Se muestra también una molécula a la cual el diablillo ha dejado pasar al lado izquierdo, abriendo para ello la trampilla antes de que la molécula llegase a ella.

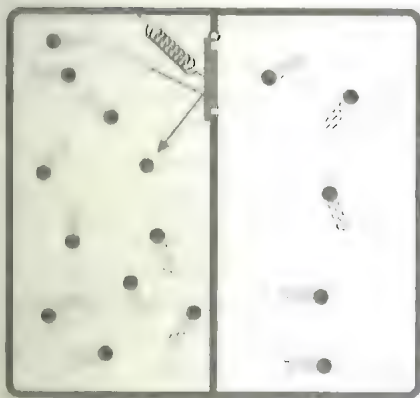
Como ya se ha discutido, el confinamiento se puede conseguir de manera natural mediante pistones en un proceso que consume energía en forma de trabajo pero también incrementa la entropía del ambiente para compensar la disminución de la entropía de los gases. Lo que caracteriza el ejemplo de Maxwell es que, debido al carácter microscópico de la puerta y del diablillo, el trabajo invertido en abrir y cerrar la puerta es arbitrariamente pequeño y con ello también la perturbación del ambiente. Por tanto, parece que este personaje es capaz de provocar una disminución neta de la entropía del universo. El diablillo propuesto originalmente por Maxwell discriminaba las moléculas según su velocidad y dejaba pasar a un lado las rápidas o «calientes» y a otro lado las lentas o «frías», surgiendo así una diferencia de temperaturas. El ejemplo descrito es un poco más simple pero sirve igual de bien para ilustrar la idea de Maxwell.

Esta violación tendría consecuencias observables relevantes: por ejemplo, sería posible convertir completamente calor en trabajo útil en un proceso cíclico, lo cual contradice el segundo principio de la termodinámica. En efecto, si se permitiese el desplazamiento lento (cuasiestático) de la pared divisoria, el empuje por la diferencia de presión inducida por el diablillo realizaría trabajo, por ejemplo para levantar un peso o para mover una dinamo generadora de electricidad. Simultáneamente el gas podría recuperar la energía perdida de esta forma absorbiendo calor del ambiente. El desplazamiento del pistón finalizaría cuando los gases a cada lado alcanzasen el equilibrio mutuo (igual presión y temperatura). Entonces, el diablillo podría retirar la pared divisoria sin alterar el equilibrio y reintroducirla de nuevo en el medio, de manera que el sistema conjunto «gas + diablillo» volvería a su estado inicial (proceso cíclico). El resultado sería pues una máquina térmica que habría transformado todo el calor absorbido en trabajo, es decir, con una eficiencia prohibida del 100%.

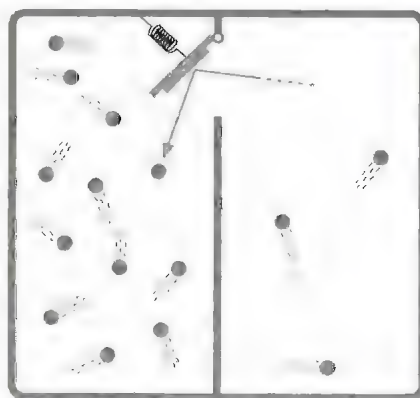
Aunque Maxwell nunca insinuó que este diablillo pudiera existir en realidad, el problema captó el interés de muchos físicos que se lanzaron a «exorcizar» el sistema. Este sistema formado por el gas y el diablillo está aislado y es macroscópico; en consecuencia, debe cumplir el segundo principio si se admite

que el diablillo es, en última instancia, un ente sometido a las mismas leyes fundamentales de la naturaleza que cualquier otro sistema. Por tanto, era natural indagar cómo «funcionaba» el diablillo para que se acabase verificando el segundo principio. Los primeros intentos de explicar su funcionamiento se centraron en sustituirlo por algún dispositivo automático regido por las mismas leyes de la mecánica que las moléculas de los gases. El más sencillo fue una trampilla que solo se podía abrir hacia la izquierda y que estaba unida a un resorte que la mantenía cerrada. Entonces, las moléculas que chocasen contra ella por el lado izquierdo no podrían escapar, mientras que aquellas que lo hicieran desde el lado derecho podrían comprimir el resorte, que no debía ser demasiado rígido, y abrir la trampilla para pasar al otro lado (figura 4), tras lo cual esta volvería a cerrarse. Aunque

FIG 4



La trampilla unidireccional está cerrada, impidiendo el paso de una molécula al lado derecho



La trampilla unidireccional se abre, permitiendo pasar a una molécula al lado izquierdo

Mecanismo que hace el trabajo del diablillo de Maxwell. A la izquierda, ejemplo de su funcionamiento manteniendo cerrada la trampilla para impedir que una molécula salga de la cámara que está llenándose. A la derecha, ejemplo de su funcionamiento con la apertura de la trampilla para dejar entrar una molécula en la cámara que está llenándose. ¿Se podría realmente reemplazar al diablillo por un mecanismo simple como este? En un primer momento, puede parecer que sí. Pero en realidad, aunque se consiguiera construir este dispositivo mecánico con todas las características proyectadas, no lograría su objetivo.

podiera parecer que este dispositivo cumpliría bien su tarea de diablillo, la realidad es que no ocurría así. Según se iba haciendo mayor la diferencia en el número de moléculas a un lado y otro de la pared divisoria, aumentaba la probabilidad de que, cuando una molécula del lado derecho abría la puerta para entrar, escapasen varias de las confinadas en el lado izquierdo. Peor aún, este efecto se veía favorecido por el resorte, cuyo empuje también podía hacer que la puerta, al cerrarse, acabase arrastrando moléculas del lado izquierdo hacia el derecho.

Esto no era un problema del dispositivo específico de trampilla. Se han propuesto otros dispositivos más ingeniosos y el análisis detallado de todos ellos conduce a la misma conclusión de que no se puede lograr el efecto previsto por Maxwell. Se entiende la razón de este resultado al pensar que, si el dispositivo obedece las leyes de la mecánica, entonces se le deben aplicar al sistema compuesto «gas + dispositivo», que está aislado y es macroscópico, todos los argumentos discutidos en el capítulo 3. Así, el estado mecánico del dispositivo se debe incluir en la enumeración de microestados y por tanto en la evaluación de la entropía del sistema compuesto, la cual nunca podrá disminuir salvo por fluctuaciones pequeñas.

Muchos investigadores llegaron a pensar que la inteligencia era el factor clave del diablillo que le permitiría superar las restricciones impuestas por el segundo principio. Hacia mediados del siglo xx se abordó el problema de la inteligencia del diablillo de Maxwell modelándolo como un dispositivo de procesamiento de información, esto es, como un computador: mediante sus mediciones, el diablillo recibe información sobre la posición y velocidad de cada molécula que se aproxima a la puerta del orificio y esta información es procesada para tomar la decisión de abrirla o cerrarla. Por tanto, la solución de la paradoja del diablillo de Maxwell aceptada modernamente se basa en la aplicación del concepto de entropía a la computación: la reducción de entropía del gas debido a la acción del diablillo se ve compensada por el aumento de entropía de la memoria del diablillo cuando copia en ella la información sobre las moléculas que ha ganado con sus mediciones. Desde la perspectiva de un observador externo, se

¿Y SI TODA LA FÍSICA NO ES MÁS QUE INFORMACIÓN?

La conexión tan estrecha entre física e información ha motivado, además de aplicaciones de carácter empírico, y con un impacto más filosófico que científico, el surgimiento de la física de la información, donde se plantea que el procesamiento de la información deben ocurrir en el fondo físico, de acuerdo con las leyes particulares de la información, donde el físico ha surgido por ello que las aplicaciones como las matemáticas y la teoría de la computación, que en el fondo se podrían entender como manejo de la información, en realidad no deben contemplar como ramas de la física, estudiadas por ello hallarlas por las leyes de la naturaleza. Y, de manera complementaria, sugiere que las leyes de la física se pueden entender como programas que son ejecutados por el gran computador «universal» formado por la evolución dinámica. En otros palabras, se propone que solo las leyes físicas como leyes matemáticas, aquellas que sean representables mediante procesos físicos en nuestro universo, tienen leyes imponen restricciones y que solo son posibles como leyes de la naturaleza aquellas formulaciones que sean computables.

El universo es también información

La pregunta sobre cuáles son los ingredientes básicos del universo suele recibir la respuesta de que este se compone «de materia y energía»; una respuesta menos frecuente, pero plausible, es «de materia, energía e información». El físico John Archibald Wheeler (1911-2008) elaboró otra línea de pensamiento (denominada «it from bit») cuya respuesta a la pregunta sería «de información solamente». El argumento es que todos los entes del uni-

verso se describen experimentalmente a través del resultado de mediciones, es decir, a través de información. Por tanto, todos los objetos físicos tienen en el fondo un origen «informativo». Si se lleva esto al quierito a su final, se acaba en una versión del denominado *principio antrópico*, que establece que el universo ha de ser compatible con la existencia de seres conscientes e inteligentes, porque solo estos son capaces de realizar las medidas que confieren su existencia al universo. La postura filosófica de Wheeler es extrema, pero resulta ilustrativo traerla a colación como muestra del potencial inspirador que se esconde en el reconocimiento de que, al final, la información es efectivamente algo físico.



En muchos aspectos, el universo es también información. Si no lo fuese, esta imagen de todo el firmamento, correspondiente a lo que conocemos como fondo cósmico de microondas, sería del todo lisa, sin la más mínima variación de tono. En cambio, muestra en su heterogeneidad una gran riqueza de datos sobre el pasado remoto del universo.

diría que la disminución en la ignorancia sobre el microestado del gas (porque el número de microestados del mismo se reduce) se paga como aumento en la ignorancia del estado de la memoria del diablillo (porque la memoria deja de encontrarse en el estado de referencia, que es conocido). El estado confinado del gas puede emplearse para extraer calor del ambiente y realizar trabajo útil, pero el proceso no es cíclico hasta que la memoria del diablillo se borra para devolverla al estado inicial de referencia: es precisamente en este último paso donde se consume energía, y de hecho nunca menos que la que se ha ganado a partir del gas. De esta manera se evita la violación del segundo principio y la posibilidad de una máquina térmica con una eficiencia del 100 %.

Los avances tecnológicos han facilitado la creación recientemente de dispositivos en el laboratorio que se pueden entender como materializaciones de un diablillo de Maxwell. Esto ha permitido estudiar experimentalmente predicciones como el límite de Landauer y cimentar la relación estrecha entre las nociones de información y entropía. Y aunque hoy en día se considera que el diablillo de Maxwell está bien enterrado, quizá sería aventurado afirmar que nunca volverá a resucitar.

¿TIENEN MEMORIA LOS AGUJEROS NEGROS?

En efecto, porque existe de hecho cierto paralelismo entre la memoria y algunos aspectos de los agujeros negros. Se trata de objetos dominados por su propia atracción gravitatoria, pero el formalismo termodinámico no se puede aplicar sin más cuando la fuerza de gravedad entre las partes de un sistema no se puede despreciar, por ejemplo, en un asteroide o en cualquier objeto más masivo: planetas, estrellas, galaxias. La razón es en última instancia que la energía deja de ser aditiva. Según la ley de gravitación universal de Newton, la gravedad es una fuerza que decae muy lentamente con la separación entre las masas (inversamente proporcional al cuadrado de la distancia). Como consecuencia, la energía de interacción gravitatoria entre dos partes del sistema es mayor que la de sus partes por separado

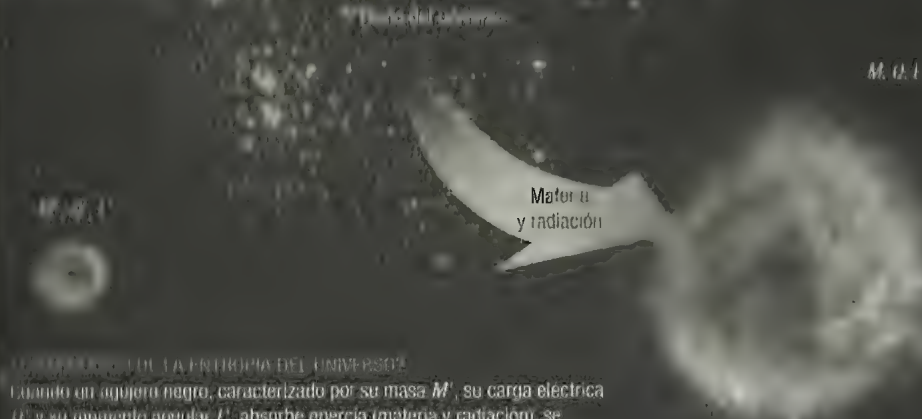
y la energía, evidentemente, no se escribe como la suma de la energía de sus partes.

Este resultado era conocido desde principios del siglo xx. Por ello resultó inesperado el descubrimiento hacia los años setenta de que se podía elaborar una «termodinámica de los agujeros negros». Los agujeros negros eran una predicción de la teoría de la *relatividad general* de Einstein, un modelo de la gravedad más refinado que la ley de gravitación universal de Newton y que explica la gravitación como una deformación de la estructura geométrica del continuo espacio-tiempo. Un agujero negro es un objeto donde la fuerza de gravedad es tan intensa que ninguna otra fuerza se puede oponer: el resultado es la formación de una *singularidad* donde la densidad sería infinita porque toda la materia que constituye el objeto habría sido comprimida por la gravedad hasta un punto. Un agujero negro tiene asociado el denominado *horizonte de sucesos*, una superficie esférica de cierto radio de cuyo interior no puede escapar nada: ni materia, ni luz, ni ningún otro tipo de energía. El radio del horizonte de sucesos crece con la masa del agujero negro y se puede tomar como medida de su tamaño: tanto más grande cuanto más masivo es el agujero negro.

Debido a que el agujero negro no deja escapar nada hacia fuera del horizonte de sucesos, resulta en principio imposible obtener mediante medidas de ningún tipo información sobre el estado físico dentro de ese horizonte. Observado desde fuera del mismo, un agujero negro era un objeto particularmente simple: los estudios teóricos habían conducido a la conjetura de que un agujero negro podía caracterizarse *completamente* especificando su masa total (equivalente a su energía total en virtud de la relación de Einstein $E=mc^2$), su carga eléctrica total y su momento angular total (básicamente, la velocidad con que el agujero negro gira sobre sí mismo), es decir, las cantidades que satisfacen un principio de conservación y por tanto no se pueden «olvidar» (véase el sector superior izquierdo de la imagen de las páginas siguientes). Aparen-

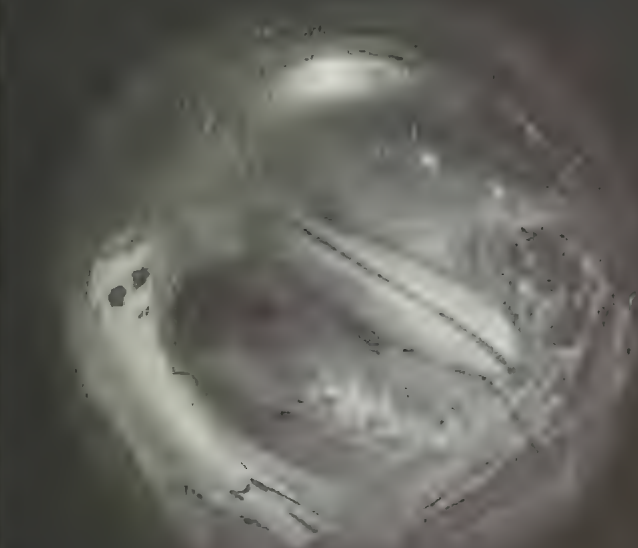
Solía pensar que los agujeros negros destruían la información [...] Esta ha sido mi mayor metedura de pata, al menos en ciencia.

STEPHEN HAWKING



¿QUÉ ES LA ENTROPÍA DEL UNIVERSO?

Cuando un agujero negro, caracterizado por su masa M , su carga eléctrica Q y su momento angular L , absorbe energía (materia y radiación), se transforma en un agujero negro diferente, caracterizado por otros valores M , Q y L . Si cada agujero negro tuviese un solo microestado, entonces cada proceso implicaría una disminución de la entropía del universo.

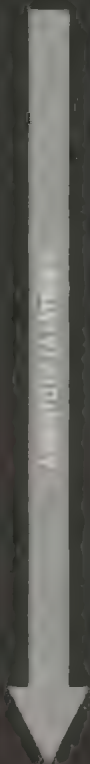
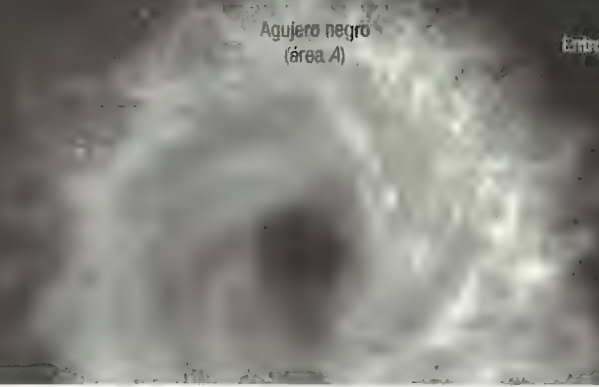
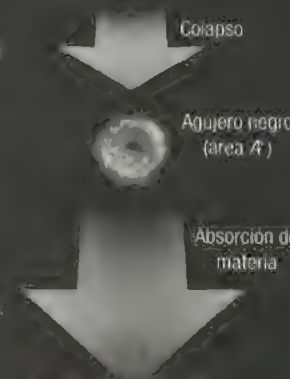


INFORMACIÓN ALMACENADA EN EL HORIZONTE DE SUCESOS
La superficie del agujero negro podría parecerse a un collage de imágenes de todos los objetos que ha absorbido. Las imágenes aparecerían muy distorsionadas porque en realidad representarían objetos tridimensionales «aplastados» sobre la superficie del horizonte de sucesos.



ENTROPÍA DURANTE LA EVOLUCIÓN DE UN AGUJERO NEGRO

La entropía aumenta cuando todo el sistema físico encerrado en un área A se colapsa para formar un agujero negro, que está limitado por un área menor A' . La entropía vuelve a aumentar cuando este agujero negro crece hasta el área original A mediante la absorción de materia (y radiación).



temente estas eran las únicas propiedades del agujero negro que se podrían medir desde el exterior y de las que podía depender su influencia sobre el resto del universo. Por tanto, un agujero negro tenía un solo microestado y su entropía debía ser siempre cero: en este sentido, parecía que el agujero negro «olvidaba» todos los demás detalles relativos a toda la materia que lo había formado, los cuales se perdían para siempre. Esto planteaba una violación del segundo principio de la termodinámica: cuando un sistema físico atravesaba el horizonte de sucesos y caía dentro del agujero negro, el resto del universo reducía su entropía en una cantidad igual a la del sistema tragado por este, sin que esta reducción se viese compensada por un aumento de entropía del agujero negro. En otras palabras, la ignorancia de un observador sobre el estado del universo disminuiría sin la contrapartida de un aumento correspondiente de la ignorancia sobre el estado del agujero negro, una situación que recuerda un poco a la del diablillo de Maxwell.

Los agujeros negros brillan

Este panorama cambió sustancialmente, sin embargo, debido a las investigaciones teóricas en el último cuarto del siglo xx sobre la relación entre la relatividad general y la mecánica cuántica, donde cabe destacar los nombres de Stephen Hawking y Jacob Bekenstein. Se llegó al resultado de que parecía posible construir una termodinámica de los agujeros negros, a los que cabe asignar una entropía y una temperatura. La primera viene dada por la fórmula de Bekenstein-Hawking (el subíndice BH se puede leer como *black hole*, «agujero negro» en inglés, o como Bekenstein-Hawking),

$$S_{\text{BH}} = \frac{k_{\text{B}} A}{4L_{\text{p}}^2},$$

en términos de la constante de Boltzmann k_{B} , del área A del horizonte de sucesos y de la denominada longitud de Planck, L_{p} .

Se acepta que esta última longitud caracteriza la escala más pequeña posible a la que es posible hablar de espacio: la conjetura es que, debido a los efectos cuánticos, el concepto de un espacio-tiempo continuo no tiene sentido para distancias menores que L_{p} . Esta longitud es extremadamente corta: corresponde aproximadamente a 10^{-35} m, de manera que un átomo tiene un tamaño aproximado de 10^{25} veces la longitud de Planck. La entropía S_{BH} es proporcional al área del horizonte de sucesos y por tanto crece con el tamaño del agujero negro.

Igualmente, un agujero negro «brilla con luz propia» debido a la emisión de la denominada *radiación de Hawking*, que resulta ser el campo electromagnético en una configuración de equilibrio térmico: este hecho permite asignar al agujero negro la temperatura de la radiación en equilibrio. En estas condiciones, es posible salvaguardar el segundo principio de la termodinámica incluso en presencia de un agujero negro. Cuando un sistema físico cae dentro del agujero negro, aumenta su masa, por tanto también el área del horizonte de sucesos y, por la fórmula de Bekenstein-Hawking, su entropía. Los cálculos muestran que este incremento es suficiente para compensar la reducción de entropía sufrida por el resto del universo al perder el sistema físico que ha sido tragado: la entropía total del conjunto «agujero negro + resto del universo» nunca disminuye. De la misma forma, la emisión de radiación de Hawking sustrae energía al agujero negro, que así va reduciendo su masa y su entropía (se dice que el agujero negro se «evapora»). Sin embargo, la entropía de la radiación emitida compensa de sobra esta reducción y la entropía total del conjunto «agujero negro + radiación de Hawking» nunca se reduce. Es natural lanzar la hipótesis de que la temperatura y la entropía de un agujero negro representan, como en los sistemas termodinámicos normales, el efecto de la dinámica oculta de microestados. Se podría así interpretar la entropía de Bekenstein-Hawking en términos del número de microestados del agujero negro mediante la fórmula de Boltzmann-Planck. El problema es que, dada la pequeñez de la longitud de Planck, L_{p} , resultan números enormes. Por ejemplo, un agujero negro de la masa del Sol, con un horizonte de sucesos de unos tres kilóme-

tros de radio, tendría unos 10^{70} microestados; en comparación, se estima que al Sol, con un radio de casi 700 000 km, le corresponden unos 10^{60} microestados «solamente». Se ignora por qué la misma cantidad de materia tiene una entropía tanto mayor cuando es confinada en un volumen mucho menor.

Las incógnitas sobre la termodinámica de los agujeros negros parecen estar entrelazadas con cuestiones fundamentales sobre la relación entre mecánica cuántica, gravitación y la estructura básica del espacio-tiempo y de la materia. Una de las propuestas más recientes y particularmente sugerente para responder estas preguntas se basa en ciertas propiedades de los agujeros negros. La primera propiedad es que, visto por un observador externo, el paso del tiempo para la materia que cae hacia el agujero negro parece enlentecerse infinitamente. De hecho, un observador nunca observaría que la materia es tragada por el agujero negro, sino que le parecería que se queda «congelada» en el horizonte de sucesos: este tendría el aspecto de un *collage* de imágenes de toda la materia que en algún momento se convirtió en parte del agujero negro (véase el sector inferior izquierdo de la imagen de las págs. 144-145). Así que parece que, después de todo, el agujero negro sí «recuerda» toda la información que ha caído en él, almacenada sobre la superficie de su horizonte de sucesos. Esto explicaría que, para el observador externo, el agujero negro tenga más de un solo microestado y que su entropía dependa del área del horizonte de sucesos y no del volumen del agujero negro (como implicaría la aditividad de la entropía termodinámica si se imaginase el agujero negro como «compuesto» por todos los sistemas físicos que han sido absorbidos).

El segundo resultado es que este enlentecimiento del tiempo provoca que el horizonte de sucesos actúe como un gran microscopio para el observador externo: las estructuras más y más microscópicas, asociadas a desplazamientos muy rápidos, se hacen accesibles según su movimiento se ralentiza. De esta manera se podría observar toda la estructura interna de la materia hasta las escalas más pequeñas, del orden de la longitud de Planck. El observador detectaría no solo átomos, también sus constituyentes (protones y neutrones), así como los componentes de

estos últimos (quarks y gluones), y los constituyentes de estos (¿supercuerdas?) y así sucesivamente. Entonces, la fórmula de Bekenstein-Hawking para la entropía de un agujero negro se podría entender en términos del número total de microestados que cualquier sistema físico posee, incluyendo aquellos asociados a estructuras internas que hoy ignoramos pero que, en virtud del efecto de lupa del horizonte de sucesos, son relevantes. De esta manera, la estimación de 10^{60} microestados del Sol se basa en nuestro conocimiento actual y por ello se queda posiblemente corta: si creemos esta explicación, la fórmula de Bekenstein-Hawking sugiere que el número verdadero de microestados del Sol, incluyendo también aquella microestructura que todavía desconocemos, sería de 10^{78} .

En el fondo solo importa la superficie

La termodinámica de los agujeros negros conduce a una sorprendente conexión entre información y geometría. Pensemos en un sistema físico cualquiera que inicialmente tiene una entropía S_{sistema} y está confinado por una superficie esférica de área A (véase el sector derecho de la imagen de las págs. 144-145). El sistema puede colapsar bajo la acción de su propia gravedad para formar un agujero negro de área A' menor que A pero que contenga toda la masa del sistema. (Para el propósito del argumento no interesa el tiempo que tarde el agujero negro en formarse y absorber toda la materia del sistema.) Como el sistema está aislado, el segundo principio de la termodinámica establece que la entropía inicial S_{sistema} no puede superar la entropía del agujero negro recién formado, dado como $S_{\text{BH}}(A')$ por la fórmula de Bekenstein-Hawking. Este agujero negro, a su vez, puede crecer hasta alcanzar el área A absorbiendo materia y provocando otro aumento de entropía hasta $S_{\text{BH}}(A)$. La conclusión es que se debe verificar la denominada *cota holográfica*,

$$S_{\text{sistema}} \leq S_{\text{BH}}(A) = \frac{k_B A}{4L_p^2}.$$

Esta interesante relación es universalmente válida en el sentido de que es independiente de los detalles sobre el tipo de materia que forma el sistema y las fuerzas que se ejercen sus componentes. Dado que la entropía es una medida de la cantidad de información almacenada en el sistema (en forma del número de microestados), la cota holográfica implica que existe una cantidad máxima de información que se puede almacenar en una región del espacio y que esta depende no del volumen de la región (como correspondería a una entropía aditiva), sino del área de su frontera. Además, los agujeros negros son la forma más compacta de almacenar información, puesto que el valor máximo posible de la cota se alcanza cuando toda la región de área A es un agujero negro. Si en un experimento hipotético se fuese introduciendo más y más materia dentro del sistema confinado a la región limitada por el área A , este acabaría colapsando sobre sí mismo para formar un agujero negro, frustrando así nuestro intento de almacenar más información de la permitida dentro de la región.

Este resultado tiene implicaciones muy importantes para nuestra comprensión del universo físico. En efecto, la mejor teoría que poseemos hasta la fecha para describir su estructura fundamental es la teoría cuántica de campos: a un nivel básico, todo se puede expresar en términos de campos que obedecen la mecánica cuántica, como por ejemplo los campos electromagnéticos (con su partícula asociada, el fotón, en virtud de la dualidad cuántica onda-partícula), electrónico (con su partícula, el electrón) y de Higgs (y su correspondiente partícula, el bosón de Higgs). La teoría cuántica de campos, sin embargo, permite en principio un valor arbitrariamente grande de la entropía, que además crece como el volumen de la región por la aditividad de la entropía. Por tanto, si la cota holográfica es cierta, la teoría cuántica de campos no puede ser la última palabra, al menos en las formulaciones que conocemos. También implica que la descripción a escalas espaciales cada vez menores se debe saturar: no puede ir apareciendo estructura cada vez más refinada sin límite según aumenta nuestro detalle de descripción microscópica (moléculas \rightarrow átomos \rightarrow protones \rightarrow quarks \rightarrow ...) porque el

número máximo posible de microestados está restringido por la cota holográfica. La interpretación física de la cota es, por tanto, que la estructura fundamental del espacio-tiempo (que se nos manifiesta como gravedad) impone ciertas restricciones insoslayables sobre la estructura cuántica última de la materia.

La validez de la cota holográfica y su extensión para las situaciones más generales (por ejemplo, para superficies no esféricas o para superficies variables en el tiempo) es un problema de investigación abierto. La cota ha inspirado el denominado *principio holográfico* para el universo cuatridimensional (tres dimensiones espaciales y una temporal): toda la información sobre la materia, la radiación y cualquier otro tipo de energía contenida en un «volumen» cuatridimensional del continuo espacio-tiempo se puede codificar en la «superficie» tridimensional que limita ese volumen, y cualquier propuesta de teoría fundamental que unifique gravitación y mecánica cuántica debe verificar explícitamente este principio. (La denominación proviene de la analogía con la *holografía*, que es una técnica óptica que permite almacenar en una superficie bidimensional la información necesaria para reconstruir una imagen espacial tridimensional.) Si el principio holográfico fuese cierto, nuestra percepción de un espacio-tiempo cuatridimensional sería una ilusión que simplemente reflejaría una dinámica más fundamental en un continuo tridimensional.

La termodinámica de los agujeros negros ha conducido a unos resultados extremadamente interesantes e inspiradores, y bien pudieran resultar guías eficaces en nuestros intentos de encontrar la teoría fundamental de la naturaleza. Se trata, sin embargo, de un campo de investigación lleno de elucubraciones y desprovisto aún de certezas. Al fin y al cabo, se trabaja con modelos puramente teóricos, y ni siquiera existen todavía observaciones directas de agujeros negros ni mucho menos la posibilidad de realizar experimentos con ellos para confirmar o refutar estas teorías.

- ARROYO, E., *Boltzmann. La termodinámica y la entropía. El universo morirá de frío*, Barcelona, RBA, 2012.
- BENNETT, C.H. Y LANDAUER, R., *Limitaciones físicas fundamentales de los procesos de cómputo*, Barcelona, *Investigación y Ciencia* número 108, septiembre de 1985, Prensa Científica.
- FEYNMAN, R., *El carácter de la ley física*, Barcelona, Tusquets Editores, 2015.
- LALLENA, A., *Lord Kelvin. La termodinámica clásica. La física entra en calor*, Barcelona, RBA, 2013.
- PENROSE, R., *La nueva mente del emperador*, Barcelona, Debolsillo, 2015.
- SÁNCHEZ, J., *L.E. Boltzmann, el científico que se adelantó a su tiempo, el hombre que lo vivió intensamente*, Zaragoza, *Prensas Universitarias de Zaragoza*, 2009.
- SCHRÖDINGER, E., *¿Qué es la vida?*, Barcelona, Tusquets Editores, 2015.
- VV.AA., *Calor y movimiento*, Barcelona, *Temas Investigación y Ciencia* número 16, abril/junio de 1999, Prensa Científica.
- VV.AA., *Fronteras de la física*, Barcelona, *Temas Investigación y Ciencia* número 43, enero/marzo de 2006, Prensa Científica.

VV.AA., *La ciencia después de Alan Turing*, Barcelona, *Temas Investigación y Ciencia* número 68, abril/junio de 2012, Prensa Científica.

VV.AA., *La información*, Barcelona, *Temas Investigación y Ciencia* número 36, abril/junio de 2004, Prensa Científica.

VV.AA., *Máquinas de cómputo*, Barcelona, *Temas Investigación y Ciencia* número 4, abril/junio de 1996, Prensa Científica.

ÍNDICE

aditividad 33, 38, 40, 57, 58, 66,
98, 142, 148, 150

Afanásieva, Tatiana 51, 77

agujero negro 11, 121, 142-151

Bekenstein, Jacob 146, 147

Bennett, Charles H. 11, 124

bit/binario 69, 99, 100, 102-104,
106, 108, 124, 126-134, 140

Boltzmann, Ludwig 9, 54, 59,
64-66, 76, 77, 106

calor 8, 24, 25, 27, 29-32, 34-40,
42-48, 51, 54, 58, 62, 63, 71,
73, 78, 81, 104, 108, 109, 112,
114-116, 123, 130-132, 134, 135,
137, 142

Clausius, Rudolf 8, 41, 42, 44, 46,
117, 131

colectivas, propiedades 53, 58,
60, 91

coloide 88

computador *véase* ordenador
condición inicial 73, 79-81, 83, 84

diablillo de Maxwell 135-139,
142, 146

eficiencia 9, 29, 44-47, 123, 137,
142

Ehrenfest, Paul 51, 52, 77

energía

cinética 17-22, 24, 60, 61, 64,
66, 67, 111, 127

interna 29, 32-34, 36, 37, 40-46,
48, 56, 60, 109

potencial 17-24, 111

entropía 7-11, 27, 29, 35, 38-44,
46-49, 51, 53, 54, 58, 63, 64,
66, 68, 70-73, 76, 77, 80-91, 93,
95, 96, 98-101, 104-106, 108,
110-115, 117-121, 123, 130,
131, 134, 135, 137, 139, 142,
144-150

equilibrio, estado de 8, 10, 21-24, 30-33, 35-38, 40-44, 46, 48, 51, 64, 68, 70, 82, 86, 107, 108, 112, 114, 131

ergódica, hipótesis 73, 81, 82

esferas duras 58, 60, 74, 86-90, 112, 127, 128

espacio físico 72, 82, 83

espacio-tiempo 11, 143, 147, 148, 151

física estadística 106-111, 117-119

flecha del tiempo 9, 77, 78, 80

fórmula/entropía de
Bekenstein-Hawking 146, 147, 149

Boltzmann-Planck 64, 98, 100, 108, 109, 131, 147

Gibbs 108, 110

Shannon 99-101, 104, 108, 110, 111, 131

Gibbs, Josiah Willard 54, 64, 76, 106-108, 110, 118

grano grueso 54, 56-58, 60, 62-64, 73, 77, 80, 81, 85, 106

Hawking, Stephen 134, 143, 146

holográfica, cota 149-151

holográfico, principio 11, 151

horizonte de sucesos 143, 144, 146-149

información 10, 11, 41, 55, 58, 64, 69, 85, 93, 95, 96, 98, 99, 101-106, 108-111, 119, 121, 123, 124, 126-132, 134, 139-144, 148-151

irreversibilidad 7, 9, 24, 38, 53, 65, 77, 78, 81, 129, 134

isótopo 112, 117

Jaynes, Edwin Thompson 110

Kelvin, lord (William Thomson) 34, 44, 54, 117

Landauer, Rolf 11, 106, 124, 126, 132, 140

Leibniz, Gottfried Wilhelm 16, 17

ligadura 21-23, 30-33, 38, 43, 44, 64, 70, 73, 82, 110-112, 117, 118, 130

logaritmo 66, 68, 69, 98

longitud de Planck 146-148

Loschmidt, Josef 77

macroestado 64, 66-68, 70, 72-74, 80-83, 89, 95, 97, 100, 107-109, 111, 116-118, 129

máquina térmica 8, 9, 29, 44-47, 123, 137, 142

Maxwell, James Clerk 54, 59, 65, 135, 137, 139

mecánica cuántica 8, 68, 118, 119, 128, 146, 148, 150, 151

memoria 123, 129-134, 139, 142

proceso de borrar 129-134, 142

proceso de copiar 134, 139

microestado 64, 66-68, 70, 72-74, 76, 79-82, 84, 85, 87, 95-97, 100, 104, 106-109, 111, 113, 116, 118, 119, 131, 139, 142, 144, 146-151

movimiento browniano 55, 65

muerte térmica 91

Newton, Isaac 8, 15-17, 25, 96

orden 84, 85, 90, 91

ordenador/computador 10, 88, 103, 123-129, 132, 139, 140

balístico 127, 128

universal 124, 126-128

Planck, Max 44, 54, 64, 66

primer principio 8, 32-35, 38, 40, 43, 45

principio
antrópico 141

cero 35, 62

probabilidad 10, 65, 73, 77, 80, 96-103, 106-110, 139

distribución de 97, 99, 102, 107, 108, 111

proceso
cíclico 44-46, 137

cuasiestático 41-43, 46, 115, 116, 131

irreversible 7, 24, 38, 78, 134

reversible 38, 44, 46

reversibilidad 77, 83, 128

segundo principio de la
termodinámica 7-11, 35, 38, 40, 43-47, 77-79, 91, 115, 130, 132, 135, 137-139, 142, 146, 147, 149

Shannon, Claude 10, 96, 101, 102

simetría 21, 78, 80, 84-86

sistema
aislado 8, 9, 31-33, 35, 38-41, 43, 46, 57, 64, 70, 73, 80, 81, 95, 108, 109, 111, 137, 139, 149

compuesto 30, 31, 33, 35, 38, 45, 139

suceso aleatorio 93, 97-101, 103, 104

temperatura, escala absoluta de 47

teoría cinética 59, 65

tercer principio 47

termómetro 47

Thomson, William véase Kelvin, lord

tiempo de recurrencia 76

trabajo 8, 17-19, 22, 24, 29, 30, 33, 34, 36, 37, 40, 42, 44-46, 48, 60-62, 71, 76, 78, 81, 110, 114-116, 123, 131, 133, 137, 142

transición de fase 87, 88

Wheeler, John Archibald 140, 141

Zermelo, Ernst 76

Información y entropía

La idea de entropía permite caracterizar la falta de información sobre lo que no se observa. Su aumento describe cómo crece nuestra ignorancia acerca de los movimientos atómicos microscópicos en los procesos naturales, que se manifiestan en forma de calor. Pero la entropía también ayuda a entender cómo un ordenador va descartando información durante su funcionamiento o en qué medida el universo se olvida de todo aquello que acaba cayendo en un agujero negro.

Álvaro Domínguez es profesor de Física Teórica en la Universidad de Sevilla.